



B A C H E L O R A R B E I T

Analyse und Optimierung der bildgebenden Signalerfassung von gefilterter Rayleighstreuung

vorgelegt an der

Hochschule Bonn-Rhein-Sieg
Campus Sankt Augustin

Fachbereich Elektrotechnik, Maschinenbau
und Technikjournalismus (EMT)

im Studiengang **Elektrotechnik**
Fachrichtung **Automatisierungstechnik**

Erstprüfer: Prof. Dr. Alejandro Valenzuela

Zweitprüfer: Prof. Dr. Daniel Pittich

Betreuer: Dr. Guido Stockhausen und Dipl.-Ing Eike Burow

ausgearbeitet von:

Joshua Jungmann
Dörneweg 3
57614 Mudenbach
E-Mail: Joshua.Jungmann@gmx.de
Matr.Nr.: 9021566

Mudenbach, den 07.09.2017

Erklärung

„Ich versichere hiermit, die von mir vorgelegte Arbeit selbstständig verfasst zu haben. Alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten oder nicht veröffentlichten Arbeiten anderer entnommen sind, habe ich als entnommen kenntlich gemacht. Sämtliche Quellen und Hilfsmittel, die ich für die Arbeit benutzt habe, sind angegeben. Die Arbeit hat mit gleichem Inhalt bzw. in wesentlichen Teilen noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegen.

Mir ist bewusst, dass sich die Hochschule vorbehält, meine Arbeit auf plagierte Inhalte hin zu überprüfen und dass das Auffinden von plagiierten Inhalten zur Nichtigkeit der Arbeit, zur Aberkennung des Abschlusses und zur Exmatrikulation führen kann.“

Ort, Datum

Unterschrift

Danksagung

Zuerst möchte ich an dieser Stelle allen danken, die diese Arbeit durch ihre fachliche und persönliche Unterstützung begleitet und zu ihrer Fertigstellung beigetragen haben.

Des Weiteren bedanke ich mich besonders bei meinen geschätzten Kollegen Dr. Guido Stockhausen und Dipl.-Ing Eike Burow, welche immer ein offenes Ohr für mich hatten und stets mit konstruktiven Anmerkungen zum Fortschritt dieser Arbeit beigetragen haben. Außerdem möchte ich mich ganz herzlich bei Herrn Prof. Dr. Alejandro Valenzuela für die Erstbetreuung sowie bei Herrn Prof. Dr. Daniel Pittich für die Zweitbetreuung bedanken, die mir unterstützend zur Seite gestanden haben.

Abschließend gilt mein Dank meinem ehemaligen Kollegen Christian Göktürk, MA., der mich zu einem Studium in Elektrotechnik ermuntert hat. Herzlich bedanken möchte ich mich außerdem bei meinen Eltern und Großeltern, auf deren Unterstützung ich mich stets verlassen kann.

Abstract

The aim of this thesis is to investigate and optimize the camera system which is used for Filtered Rayleigh Scattering (FRS) measurement systems. Theoretical considerations about the integration of interference filters explain state-of-the-art accuracy limitations. Based on that promising modifications of the established FRS system are presented: test results indicate that frequency fringes - artifacts distorting FRS scans - are minimized by positioning the spectral bandpass filter between camera and first lens. As a trade-off, the signal level decreases by 70 % to 75 % depending on the beam path through the molecular filter. Furthermore, reference measurements without a bandpass filter account for a non-negligible iodine fluorescence background of about 1 % of typical signal levels. All things considered following these results FRS systems can now be systematically optimized towards specific measurement tasks.

Inhaltsverzeichnis

Erklärung.....	I
Danksagung.....	II
Abstract.....	III
Abkürzungsverzeichnis	V
Symbolverzeichnis.....	VI
Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis.....	IX
1 Einleitung	1
2 Theorie der gefilterten Rayleighstreuung	3
2.1 Allgemeines / Stand der Technik.....	3
2.2 Auswertemethoden zur FRS-Messung.....	7
2.3 Komponenten	10
2.3.1 Kohärente Lichtquelle	10
2.3.2 Frequenzstabilisierung.....	12
2.3.3 Leistungsnormierung.....	13
2.3.4 Reflektion	16
2.3.5 Brechung.....	17
2.3.6 Mehrlinsensysteme	18
2.3.7 Dielektrische Filter.....	22
2.3.8 Absorption im Festkörper	25
2.3.9 Absorption im Gas.....	25
3 Definition des Versuchsaufbaus.....	29
3.1 Untersuchte Variationen des FRS-Aufbaus	29
3.2 Versuchsdurchführung und Auswertemethode	35
4 Ergebnisse.....	37
5 Fazit und Diskussion.....	48
6 Ausblick.....	50
7 Zusammenfassung	52
8 Literaturverzeichnis.....	54

Abkürzungsverzeichnis

Laser	light amplification by stimulated emission of radiation
He-Ne Laser	Helium-Neon Laser
FRS	Filtered Rayleigh Scattering (gefilterte Rayleighstreuung)
FSM	Frequenzscan-Methode
ND-Filter, gf	Neutraldichtefilter (Graufilter)
Nd:YVO₄-Laser	Neodym-dotierter Yttrium-Vandat Laser
PCF-Faser	photonic crystal fiber (Glasfaserleitung)
PIV	Particle Image Velocimetry
bpf	Bandpassfilter (Interferenzfilter)
uk	Ulbrichtkugel

Symbolverzeichnis

n, n'	Brechungsindizes vor/hinter einer Grenzfläche
P	Reflexionsgrad
$\varepsilon, \varepsilon'$	Reflexionswinkel
β	Abbildungsmaßstab
B	optische Bildgröße
G	reale Gegenstandsgröße
b	Bildweite
g	Gegenstandsweite
f	Brennweite
k	Blendenzahl
D	Durchmesser
x	Auszugsverlängerung
I	Intensität transmittierten Lichtes
I_0	Intensität einfallenden Lichtes
c	Stoffkonzentration
E_λ	natürlicher molarer Extinktionskoeffizient
d	Weglänge
α	Winkel

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 2.1: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Rayleigh-Streurichtung wird als Polardiagramm dargestellt. Das einfallende Photon bewegt sich dabei entlang der x-Achse und ist in z-Richtung polarisiert [2].	4
Abbildung 2.2: Da die Aufnahmen der Kamera nicht frequenzsensitiv sind, lässt sich die spektrale Form des Rayleigh-Streulichts erst mittels eines Frequenzscans über mehrere Punkte entlang einer Iodabsorptionslinie ermitteln [1].	8
Abbildung 2.3: Der Frequenzbereich des Verdi-V5, dargestellt über der Etalontemperatur für Minima und Maxima der Piezospaltung, weist einen Modensprung um 45° C auf.	12
Abbildung 2.4: Die im Rahmen dieser Arbeit angefertigte Detektoreinheit zur Leistungsnormierung ist in einem lichtdichten Gehäuse untergebracht, um eine systematische Messungenauigkeit durch Umgebungslicht auszuschließen.	15
Abbildung 2.5: An einer teilreflektierenden Oberfläche entspricht der Einfallswinkel ϵ dem Reflexionswinkel ϵ' [5].	16
Abbildung 2.6: Während sich parallel einfallende Strahlen hinter einer konvexen Linse im Brennpunkt schneiden, laufen sie hinter einer konkaven auseinander; der Brennpunkt existiert hier nur virtuell (negative Brennweite) [7].	17
Abbildung 2.7: Die Lichtstrahlen eines Gegenstandes treffen auf eine Linse, welche durch einen konvergenten Strahlengang den Gegenstand scharf abbildet [9].	18
Abbildung 2.8: Ein Teleobjektiv kann vereinfacht dargestellt werden als System aus je einer konvexen und konkaven Linse sowie einer Blende [7].	19
Abbildung 2.9: Der Strahlverlauf eines Gegenstandes, welcher sich in endlicher Entfernung befindet, wird durch ein fokussiertes Objektiv scharf abgebildet [9].	21
Abbildung 2.10: Der schematische Aufbau eines Objektivs gibt Einblick über die ungefähre Position wichtiger Referenzen [10].	21
Abbildung 2.11: Das Transmissionsband eines Interferenzfilters verschiebt sich mit dem Einfallswinkel, je nach Polarisation ändert sich dabei auch die spektrale Breite [13].	24

Abbildung 2.12: Die dielektrischen Schichten des schmalbandigen Interferenzfilters bestimmen unter anderem, welche Wellenlängen transmittiert werden [14].....	25
Abbildung 2.13: Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Iodzelle ist in einem extra dafür gefertigten Iodzellenofen verbaut.....	26
Abbildung 2.14: Das Transmissionsspektrum molekularen Iods besteht aus einer Vielzahl unterschiedlich starker und breiter Linien (Hyperfeinstruktur) [1].....	28
Abbildung 3.1: Der Versuchsaufbau basiert auf der FRS-Standardkonfiguration [1]. Um das Kamerasystem (rechts) untersuchen zu können, wird anstatt der Rayleighstreuung das in der Ulbrichtkugel (uk) homogenisierte Licht erfasst..	30
Abbildung 3.2: Der Laserstrahl wird, nachdem er das Glan-Taylor-Prisma durchlaufen hat, durch die Glasplatten zur Leistungsnormierung geteilt.....	31
Abbildung 3.3: Die Aufbauten der durchgeführten Messreihe unterscheiden sich grundlegend in der Position des Bandpassfilters sowie den Einstellungen der Objektive. (nicht maßstäblich).....	33
Abbildung 4.1: Der Verlauf der arbiträren Signalintensität über der Wellenzahl folgt in erster Linie der Transmissionscharakteristik der verwendeten Iodzelle. Die wichtigste Information steckt in den Abweichungen.	38
Abbildung 4.2: Eine Normierung der Intensität auf den lichtstärksten Aufbau (parallel, ohne Filter) ermöglicht den direkten Vergleich der Lichtstärken.	39
Abbildung 4.3: Bei einer Normierung auf den 100 %-Punkt ($18787,2\text{cm}^{-1}$) werden die frequenzabhängigen Abweichungen der Aufbauten sichtbar.	40
Abbildung 4.4: Ein Ausschnitt von Abbildung 4.3 für die 50 %-, 30 %- und 20 %-Punkte verdeutlicht die systematische Abweichung, klar zu erkennen ist insbesondere die Iodfluoreszenz bei Aufbauten ohne dielektrischen Filter.....	41
Abbildung 4.5: In der zum Standardaufbau (rot) relativen Darstellung werden weitere frequenzabhängige Artefakte sichtbar.....	41
Abbildung 4.6: Sowohl vor der Kamera als auch hinter der Iodzelle unterdrückt der dielektrische Filter die Iodfluoreszenz wirkungsvoll, wie am Signal des 0 %-Punktes zu erkennen ist.....	43
Abbildung 4.7: Die Quotientenbilder der 100 %- und 20 %-Punkte zeigen verschiedene lokale und frequenzabhängige Artefakte der unterschiedlichen Varianten des Kamerasystems und geben einen Eindruck über die Messebene.	45
Abbildung 4.8: Zur quantitativen Betrachtung der frequenzabhängigen Artefakte in den Quotientenbildern sind vertikale Profile hilfreich.....	46

Tabellenverzeichnis

Tabelle 3.1: variierte Parameter der gemessenen Aufbauten	36
---	----

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit gefilterter Rayleighstreuung (FRS), einem nicht invasiven laserbasierten Messverfahren. FRS ermöglicht es, technische Strömungen zu vermessen, wie sie zum Beispiel in Strahltriebwerken wie Gasturbinen zur Stromerzeugung auftreten. Um die Entwicklung von Strömungsmaschinen voranzutreiben, spielt die Messtechnik neben der Numerik eine große Rolle. Die lasertechnischen Messtechniken sind hier von großer Bedeutung, da sie berührungslos eingesetzt werden können und die Strömung somit nicht verfälschen.

Im Unterschied zu vielen anderen laserbasierten Messverfahren, wie etwa der Particle Image Velocimetry (PIV), misst die FRS partikelfrei. Das bedeutet, dass der Strömung keine Fremdpartikel wie Öltröpfchen beigegeben werden müssen, um die nötigen Ergebnisse zu erhalten.

Mittels FRS werden eine Geschwindigkeitskomponente sowie Druck und Temperatur nicht zeitlich, sondern als stationäre Mittelwerte zweidimensional aufgelöst. Das Messverfahren wird auf die jeweiligen Anwendungsbereiche speziell angepasst und unterliegt somit einem ständigen Entwicklungsprozess.

Im Fokus des Entwicklungsprozesses der FRS-Messtechnik ist besonders das optische System anzusiedeln. Dabei spielen optische Komponenten, wie zum Beispiel der spektrale Bandpassfilter, eine große Rolle. Die Auswirkungen der einzelnen Komponenten werden hier im Kontext des FRS-Gesamtsystems untersucht. Dazu werden systematische Variationen des FRS-Systems in einem Referenzaufbau untersucht und miteinander verglichen. Ziel ist es, Störeffekte der optischen Abbildung zu verringern, um so die Messunsicherheit für den jeweiligen an die Messumgebung angepassten FRS-Messaufbau zu minimieren.

In diesem Dokument werden die am Deutschen Zentrum für Luft und Raumfahrt im Institut für Antriebstechnik durchgeführten Untersuchungen präsentiert. Kapitel 2 dient dazu, die nötigen thematischen Hintergründe zu beleuchten. Der Versuchsaufbau ist in Kapitel 3 dokumentiert, die Messergebnisse werden entsprechend aufgearbeitet in Kapitel 4 vorgestellt und in Kapitel 5 diskutiert. Kapitel 6 gibt einen Ausblick über anknüpfende Fragestellungen, abschließend fasst Kapitel 7 die im Rahmen dieser Arbeit behandelten relevanten Aspekte zusammen.



2 Theorie der gefilterten Rayleighstreuung

In diesem Abschnitt werden die Grundlagen dieser Arbeit dargestellt. Dabei wird sowohl auf das FRS-Messprinzip als auch auf die Funktionsweise der wesentlichen Komponenten eingegangen.

2.1 Allgemeines / Stand der Technik

Rayleighstreuung beschreibt Lichtstreuung an Partikeln, deren Durchmesser sehr klein gegenüber der Wellenlänge des anregenden Lichts sind, wie es beispielsweise bei Gasmolekülen der Fall ist. Darin unterscheidet sie sich von Miestreuung, bei der die Partikelgröße in der Größenordnung der Wellenlänge oder darüberliegt. Da sich die innere Energie der streuenden Teilchen während des Streuvorgangs nicht ändert, handelt es sich um einen elastischen Prozess: durch ein sich im Wirkungsquerschnitt des Teilchens befindendes Photon wird die Elektronenhülle des Atoms oder Moleküls zur Schwingung angeregt. Das induzierte Dipolmoment oszilliert mit der Erregerfrequenz des einfallenden elektrischen Feldes, die Energie entspricht damit der des absorbierten Photons. Durch diese Charakteristik wird instantan ein Photon erzeugt, das sich in eine neue Richtung entfernt. Daher unterscheiden sich die Frequenzen des einfallenden und des gestreuten Photons lediglich durch die Dopplerverschiebung, welche aufgrund einer eventuellen Strömungsgeschwindigkeit sowie der thermischen Teilchenbewegung auftritt. Unter dem Dopplereffekt versteht sich hier der optische Dopplereffekt; dieser wird auch relativistischer Dopplereffekt genannt, da sich die elektromagnetischen Wellen ohne Trägermedium ausbreiten. Aus einer Annäherung zwischen Sender und Empfänger resultiert eine höhere Frequenz und somit eine kleinere Wellenlänge, man spricht in diesem Fall von einer Blauverschiebung. Aus dem Entfernen von

Sender und Empfänger resultiert eine niedrigere Frequenz und somit eine größere Wellenlänge. Hier spricht man von einer Rotverschiebung.

Den zuvor beschriebenen Streuprozess durchlaufen eine Vielzahl von Photonen an einer Vielzahl von Molekülen, die sich nach den thermodynamischen Regeln statistisch bewegen. Dadurch erfahren die einzelnen Photonen eine unterschiedliche Dopplerverschiebung. Das daraus resultierende spektrale Profil der insgesamt wahrgenommenen Rayleighstreuung beinhaltet somit Informationen über die Dichte, Temperatur, Druck und Geschwindigkeit eines betrachteten Molekülensembles [1]. Abbildung 2.1 zeigt, dass die Rayleighstreuung bei einer Beobachterposition senkrecht zur elektrischen Feldrichtung, also zur Polarisationsachse des Lichtes, am stärksten ist. Daher werden in Polarisationsrichtung keine Photonen gestreut. Rayleighstreuung ist somit stark polarisationsabhängig [2].



Abbildung 2.1: Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Rayleigh-Streurichtung wird als Polardiagramm dargestellt. Das einfallende Photon bewegt sich dabei entlang der x-Achse und ist in z-Richtung polarisiert [2].

Lord Rayleigh, der Entdecker der molekularen Lichtstreuung, unterschied um 1890 nicht zwischen den elastischen und inelastischen unverschobenen Anteilen der Molekülstreuung. Somit beinhaltet die historische Bezeichnung „Rayleighstreuung“ sowohl die polarisierten, kohärenten Anteile als auch depolarisierte, inkohärente Anteile der Molekülstreuung, welche aus der rotatorischen und translatorischen Bewegung des Moleküls resultieren (Ramanstreuung). Nach einer Abschätzung von Ulrich Doll [1] liegt der weitaus größte Anteil der laserinduzierten elastischen Molekülstreuung mit 96,7 % bei den polarisierten Streulichtanteilen, nur etwa 3,3 % sind den depolarisierten Streulichtanteilen zuzuführen. Da sich jedoch der Begriff Rayleighstreuung historisch für alle elastischen Anteile der Molekülstreuung etabliert hat, wird er auch im Folgenden so verwendet [1].

Voraussetzung zur direkten Nutzung der Rayleighstreuung ist ein zu vernachlässigender kleiner Anteil der Störsignale aus Miestreuung an Partikeln in der Strömung sowie aus geometrischer Streuung an Wänden und Fenstern eines Messaufbaus. Da dies bei praktischen Anwendungen kaum auftritt, wurde das Messverfahren der gefilterten Rayleighstreuung entwickelt, welches zur Verringerung des störenden Streulichtes führte. Dies wird erreicht, indem das Signal durch einen molekularen Filter abgebildet wird. Als molekularer Filter wird hier eine Iodzelle (vgl. Abschnitt 2.3.9) mit einer konstanten Iodmenge verwendet, welche oberhalb der definierten Sättigungstemperatur vollständig verdampft ist. Wie in Abbildung 2.2 (links) zu sehen, wird die Frequenz des anregenden Lichtes in ein Transmissionsminimum der Iodzelle gelegt, dadurch erreicht nur das verbreiterte Rayleighprofil als Faltung mit dem Transmissionsspektrum den Kamerasensor, während das unverschobene geometrische Streulicht und das Mie-Streulicht nahezu vollständig absorbiert werden. Um breitbandigen Hintergrund sowie das inelastische Fluoreszenzlicht, welches durch die spektrale Filterung der Iodzelle

entsteht, herauszufiltern, wird ein Bandpassfilter (Interferenzfilter, vgl. Abschnitt 2.3.7) zwischen molekularem Filter und Kamera verbaut, siehe Abschnitt 3.1 [3].

Die auf diesem Prinzip aufbauende FRS-Messtechnik ist ein nicht invasives, partikelfreies und laserbasiertes Messverfahren mit einer Abtastrate bis zu einigen KHz im Fall von Punktmessungen. Sie kann außerdem zur Visualisierung von zeitlicher und räumlicher Veränderung von Temperatur, Druck und Strömungsgeschwindigkeit eingesetzt werden. Die Messtechnik ermöglicht es unter anspruchsvollen Bedingungen, wie sie etwa in einem Prüfstandbereich von Turbomaschinen auftreten, Messdaten zuverlässig zu gewinnen. So wurde in Extremfällen bereits bei Betriebsdrücken bis 40 bar und Temperaturen von über 2000 Kelvin erfolgreich gemessen. Dadurch eignet sich die FRS-Messtechnik besonders für Hochdruckanwendungen in Brennkammern [1].

2.2 Auswertemethoden zur FRS-Messung

Es stehen drei Auswertemethoden der FRS-Messung zur Verfügung, dazu zählt die Quotienten-Methode, die Frequenzscan-Methode (FSM) und eine Kombination aus beiden Methoden [1].

Mit der Quotienten-Methode ist es möglich, instationäre Strömungsvorgänge zu untersuchen. Da nur auf einer Frequenz gemessen wird, gibt diese Methode auch nur Aufschluss über eine skalare Information. Mittels einer Referenzmessung bei bekannten Bedingungen werden die nötigen experimentellen Parameter ermittelt, sodass nur noch die Messgröße als Unbekannte übrigbleibt. Dies setzt allerdings voraus, dass sich die wesentlichen Parameter von Beginn der Referenzmessung bis zum Abschluss des Versuchs nicht verändern. Schon eine geringe Änderung der Strahllage, beispielsweise durch thermische Effekte im Laser oder in der Strahlführung, kann die Verteilung der Intensität im Lichtschnitt merklich verändern. Da diese zur ersten Referenzmessung abweichende Intensitätsverteilung nicht berücksichtigt wird, führt dies zu einer Erhöhung der Messunsicherheiten. Dennoch findet diese Messmethode Anklang, insbesondere bei Anwendungen in Verbrennungsumgebungen, da durch kurze Belichtungszeiten in Kombination mit gepulsten Lasern das Eigenleuchten der Flammen effektiv unterdrückt wird [1].

Mit der Frequenzscan-Methode besteht die Möglichkeit, stationäre Strömungsgrößen sowie zeitliche Mittelwerte zu ermitteln. Um die Strömungsgrößen Druck, Temperatur und Dopplerverschiebung simultan zu ermitteln muss eine Referenzmessung durchgeführt werden. Aus der Dopplerverschiebung wird eine skalare Geschwindigkeitskomponente berechnet. Allerdings muss hierzu der durch die Referenzmessung erhaltene Kalibrierungsparameter über die gesamte Messung konstant bleiben. Wie in Abbildung 2.2 (rechts) zu sehen, wird die Frequenz des Lasers entlang der Absorptionslinie des molekularen Filters verschoben, wodurch

mehrere Informationen aufgenommen werden. Beispielhaft könnte dazu eine Frequenz zwischen $18788,32\text{ cm}^{-1}$ und $18788,46\text{ cm}^{-1}$ gescannt werden. Während sich die spektrale Form der Rayleigh-Streuung im zeitlichen Mittel für alle Scanfrequenzen nicht verändert, bewirkt eine Frequenzverschiebung eine Änderung der durch die Iodzelle transmittierten Streulichtintensität. Diese setzt sich aus den spektralen Anteilen der Rayleighstreuung zusammen, welche den molekularen Filter durchqueren. Des Weiteren zeigt sich die Frequenzscan-Methode gegenüber der Quotienten-Methode durch die zusätzlich zur zeitlichen Mittelung durchgeführten Frequenzmittlungen deutlich unempfindlicher in Bezug auf Stör- und Rauscheffekte [1].

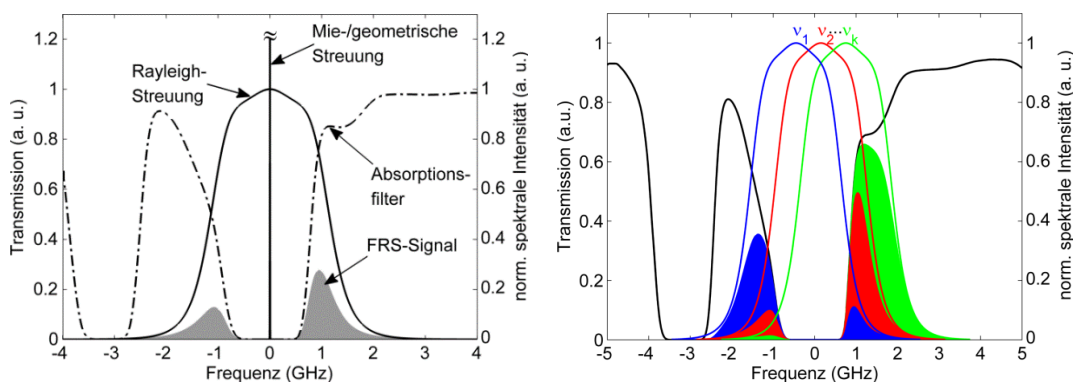


Abbildung 2.2: Da die Aufnahmen der Kamera nicht frequenzsensitiv sind, lässt sich die spektrale Form des Rayleigh-Streulichts erst mittels eines Frequenzscans über mehrere Punkte entlang einer Iodabsorptionslinie ermitteln [1].

Durch die Kombination der zuvor beschriebenen Methoden wird erreicht, dass diese robuster gegenüber umweltbedingten Störungen ist. Dies wird erzielt, indem durch geschicktes Normieren der aufgenommenen Intensitätsspektren die Datenanalyse vom Kalibrierungsparameter unabhängig wird. Um eine höhere Genauigkeit der gemessenen Parameter zu erhalten, wird eine Referenzmessung durchgeführt. Durch eine Beschränkung der Scanfrequenz auf einen Bereich des molekularen Filters mit ausreichender optischer Dichte können schmalbandige Hintergrundanteile vernachlässigt werden. Allerdings geht dadurch die Druckinformation fast vollständig verloren [1].

2.3 Komponenten

Dieser Abschnitt soll dem Leser die theoretischen Grundlagen der in dieser Arbeit verwendeten wesentlichen Komponenten näherbringen.

2.3.1 Kohärente Lichtquelle

Im Rahmen dieser Arbeit wurden die Messungen mit einem 532 nm Laser des Herstellers Coherent durchgeführt. Wegen einiger Eigenschaften, die beispielsweise eine Glühbirne nicht aufweist, wie dem monochromatischen Licht, einer Bündelung des Strahls sowie großer Kohärenzlänge wird hier auf einen Laser (light amplification by stimulated emission of radiation) zurückgegriffen. Es handelt sich hierbei um einen Verdi-V5, welcher einen kontinuierlichen Laserstrahl mit einer Leistung von bis zu 5 Watt erzeugt. Der Laserstrahl des Neodym-dotierten Yttrium-Vandat-Lasers (Nd:YVO₄-Laser) zeichnet sich insbesondere durch eine hohe Schmalbandigkeit aus. Durch drei Einstellmöglichkeiten kann die Frequenz des erzeugten Laserlichts verändert werden. Erstens kann die Temperatur innerhalb der Kavität des im Lasers verbauten Etalons verändert werden, um große Frequenzänderungen zu erreichen. Des Weiteren ist es möglich durch Anlegen einer Hochspannung im Bereich zwischen 0 und 100 Volt, zwei piezoelektrische Elemente anzusteuern. Diese ändern die Resonatorlänge innerhalb des Lasers, um die zuvor eingestellte Frequenz zu erreichen, allerdings sind dadurch nur kleine Frequenzänderungen möglich (mehr hierzu unter Abschnitt 2.3.2).

Das System besteht aus einem Laserkopf, welcher auf einer wassergekühlten Bodenplatte montiert ist, aus einem Netzteil und einer Kühleinheit. Durch eine RS-232 Schnittstelle am Netzteil können alle Funktionen des Lasers mittels serieller Kommunikation gesteuert werden.

Der Festkörperlaser wurde aufgrund verschiedener, für die Messungen wichtiger Eigenschaften ausgewählt. Die Beugungsmaßzahl M^2 gibt insbesondere Aufschluss über die Laserstrahlqualität. Diese wird für den Verdi-V5 mit $< 1,1$ angegeben, zum Vergleich hat ein perfekter Gaußstrahl per Definition eine Beugungsmaßzahl von 1. Je größer die dimensionslose Größe M^2 , desto schlechter ist der Strahl zu fokussieren.

Der Laserstrahl weist einen Durchmesser ($1/e^2$) von $2,25\text{ mm} \pm 10\%$ auf und wird in vertikaler Polarisationsrichtung mit einem Polarisationsverhältnis von $>100:1$ ausgegeben [4]. Dies ist von großer Bedeutung, sobald der Laserstrahl durch einen Lichtwellenleiter geführt wird. Die Polarisationsrichtung muss bekannt sein, um den Strahl korrekt einzukoppeln.

Eine weitere wichtige Eigenschaft ist die Linienbreite des Laserstrahls, dies bedeutet, dass der Laser eine möglichst geringe Schwankung (Jitter) auf der zuvor eingestellten Frequenz aufweist. Der Jitter liegt durch die zeitliche Abweichung unter 5 MHz und kann durch eine Frequenzstabilisierung auf unter 2 MHz reduziert werden.

Abbildung 2.3 zeigt den Frequenzbereich des Verdi-V5 in Abhängigkeit von der Etalontemperatur. Bei der Diskontinuität um ca. 45° C Etalontemperatur handelt es sich um einen Modensprung, der auftritt, wenn die Verluste der gegenwärtigen Mode deutlich größer sind als die einer anderen. Da der Laser über weitere Einstellmöglichkeiten, wie die Veränderung der Piezospannung verfügt, wurde die Messung in zwei Bereichen durchgeführt, diese ergeben sich durch den mode lock (Betriebspunkt des Lasersystems) bei dem jeweiligen Minimum und Maximum der Piezospannung.

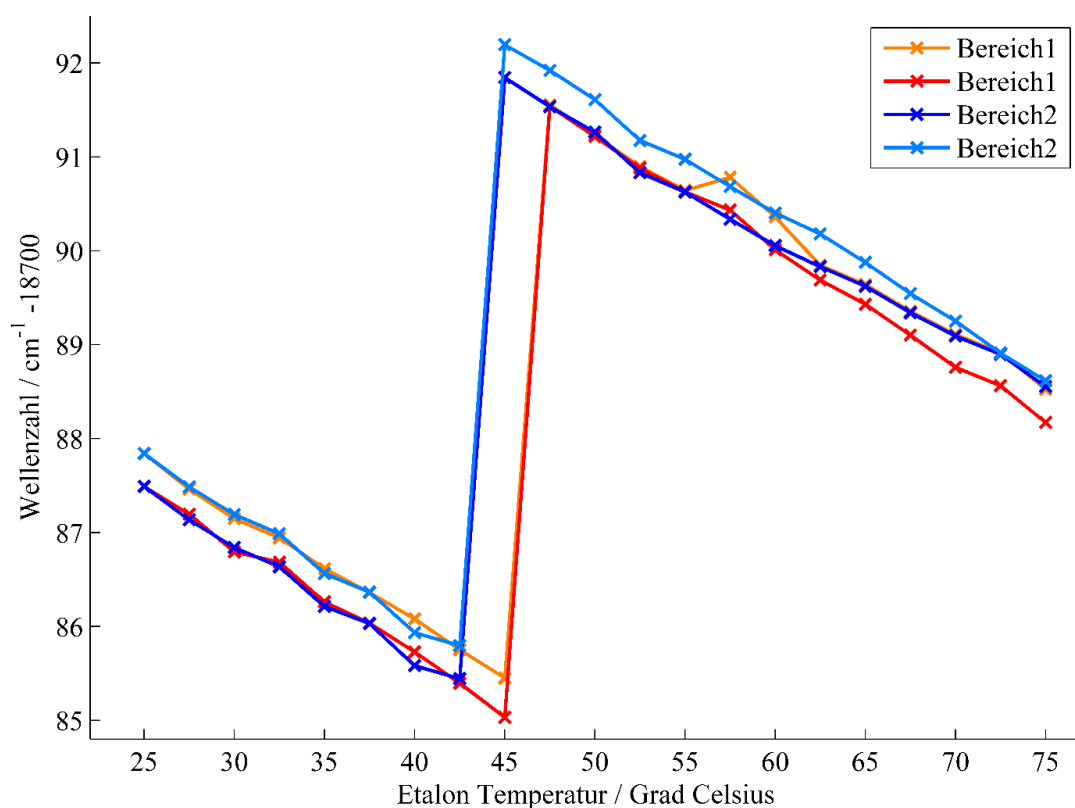


Abbildung 2.3: Der Frequenzbereich des Verdi-V5, dargestellt über der Etalontemperatur für Minima und Maxima der Piezospaltung, weist einen Modensprung um 45° C auf.

2.3.2 Frequenzstabilisierung

Ein wichtiger Bestandteil des Messsystems ist die Frequenzstabilisierung. Diese basiert auf einem Wavelength Meter WS Ultimate 10 des Herstellers HighFinesse. Ein kleiner Teil des vom Verdi-V5 erzeugten Lichtes wird abgegriffen und in eine Single-Mode Faser eingekoppelt. Diese überträgt das Licht zum Wavelength Meter, das aus einer Anordnung von Fizeau-Interferometern besteht. Um eine relative Messunsicherheit von 2 MHz zu erreichen, ist es nötig, das Gerät in regelmäßigen Abständen zu kalibrieren. Dazu wird ein frequenzstabiler Helium-Neon Laser (He-Ne Laser) durch einen Faraday-Isolator geleitet, um Rückreflexe zu ver-

meiden, anschließend wird der Laserstrahl in eine weitere Single-Mode Faser eingekoppelt, welche über einen zusätzlichen Messkanal mit dem Wavelength Meter verbunden wird.

Die zuvor eingestellte Frequenz wird durch zwei ineinander verschachtelte Regelkreise stabilisiert. Die erste Kontrollschleife nutzt den im Wellenlängenmessgerät verbauten PID-Regler und einen im Laser verbauten Piezo-Aktuator, um einer schnellen Änderung der Frequenz entgegenzuwirken. Die zweite Regelschleife wird durch einen softwareseitig programmierten PID-Regler realisiert, der die Ausgangsspannung des ersten Reglers als Eingangssignal nutzt. Durch eine Steuerung auf das zweite Piezoelement des Lasers stabilisiert der Regler das Regelsignal des ersten Reglers auf einen durch den Nutzer zuvor definierten Sollwert. Um eine Langzeitstabilität der Laserfrequenz zu erreichen, wirkt der zweite Regelkreis so thermischen Effekten innerhalb des Laserresonators entgegen. Die Kontrollspannungen der jeweiligen Regelkreise werden durch einen Piezoverstärker um den Faktor 10 verstärkt und an die entsprechenden Piezoelemente geleitet [1].

2.3.3 Leistungsnormierung

Es handelt sich bei der gefilterten Rayleighstreuung um ein quantitatives Messverfahren: das Messsignal muss an verschiedenen Punkten für sich genommen quantifiziert werden. Daher muss jede Änderung der Laserleistung während der FRS-Messung erfasst werden. Der verwendete Laser verfügt zwar bereits über eine interne Leistungsstabilisierung (light control mode), da der Laserstrahl jedoch mittels Spiegeln oder durch eine Glasfaser zum Messobjekt transportiert

wird, entstehen Schwankungen in der Lichtstärke. Im ersten Fall tritt die Leistungsschwankung durch mechanisches ‚Wackeln‘ auf, welches kleinste Änderungen des Strahlengangs mit sich bringt. Im zweiten Fall kann die verwendete PCF-Faser eine Änderung der Strahlform sowie der Polarisierung bewirken. Diese werden durch Polarisations- und Modenfilter korrigiert, verursachen dabei jedoch schwankende Leistungseinbußen. Somit muss eine Messung der Lichtstärke unmittelbar vor der Verwendung des Laserstrahls stattfinden. Um dies zu erreichen, wird - wie in Abbildung 2.4 zu sehen - eine Normierungseinheit eingesetzt. Hierzu wird ein Teil des Hauptstrahls mittels einer Glasplatte als einzelner Strahl abgegriffen (sampling), dabei ist darauf zu achten, dass die verwendete Glasplatte dick genug ist, um die am Ein- und Austritt des Glaskörpers entstehenden Reflexe zu trennen und so Interferenzen vermeiden zu können. Da die Änderung der Laserfrequenz während der FRS-Messung auf die Abbildung des gesampelten Lichtes auf eine Fotodiode Einfluss in Form von Laser Speckles nimmt, wird der Laserstrahl auf eine rotierende Streuscheibe geleitet. Durch die Rotation der rauen Oberfläche werden Interferenzeffekte wie Speckles im zeitlichen Mittel wirkungsvoll unterdrückt. Im Fall der in Abbildung 2.4 gezeigten Normierung wird dies alternativ durch einen Laser Speckle Reducer realisiert. Dieser Despeckler erreicht durch kleinskalige Kreisbewegungen der Streuscheibe mittels Piezo-Aktuatoren einen vergleichbaren Effekt. Nun wird durch eine geeignete Sammellinse das auf diese Weise homogenisierte Licht durch einen Neutralsichtfilter, siehe Abschnitt 2.3.8, auf der Fotodiode abgebildet. Um die Fotodiode möglichst linear zu betreiben, wird der Abbildungsmaßstab so gewählt, dass nur der mittlere Teil des Sensors ausgeleuchtet wird, da der äußere Teil des Sensors meist durch die Dotierung bedingt ein anderes Verhalten aufweist als der innere Kern. Falls hingegen die Normierungseinheit starken Schwingungen wie etwa an Großprüfständen

den ausgesetzt ist, empfiehlt es sich, den Abstand zwischen Diode und Sammellinse so zu verändern, dass der Lichtkegel größer als die lichtempfindliche Fläche des Sensors ist. Dadurch ist gewährleistet, dass der Sensor auch bei einer geringen Verschiebung des Laserstrahls stets vollständig ausgeleuchtet ist und hier keine Messänderung zu verzeichnen sind. Da die Standardabweichung für die FRS-Messung unter 0,3 % liegt, muss auch die Fotodiode diese Vorgabe erfüllen, weswegen sie in ihrem spezifischen Linearitätsbereich betrieben wird und so ein vernachlässigbar geringes Rauschen aufweist. Die Lichtmenge sowie die Ausgangsspannung werden durch einen geeigneten Graufilter beziehungsweise Lastwiderstand optimiert, um den Linearitätsbereich der Fotodiode einzuhalten [1].

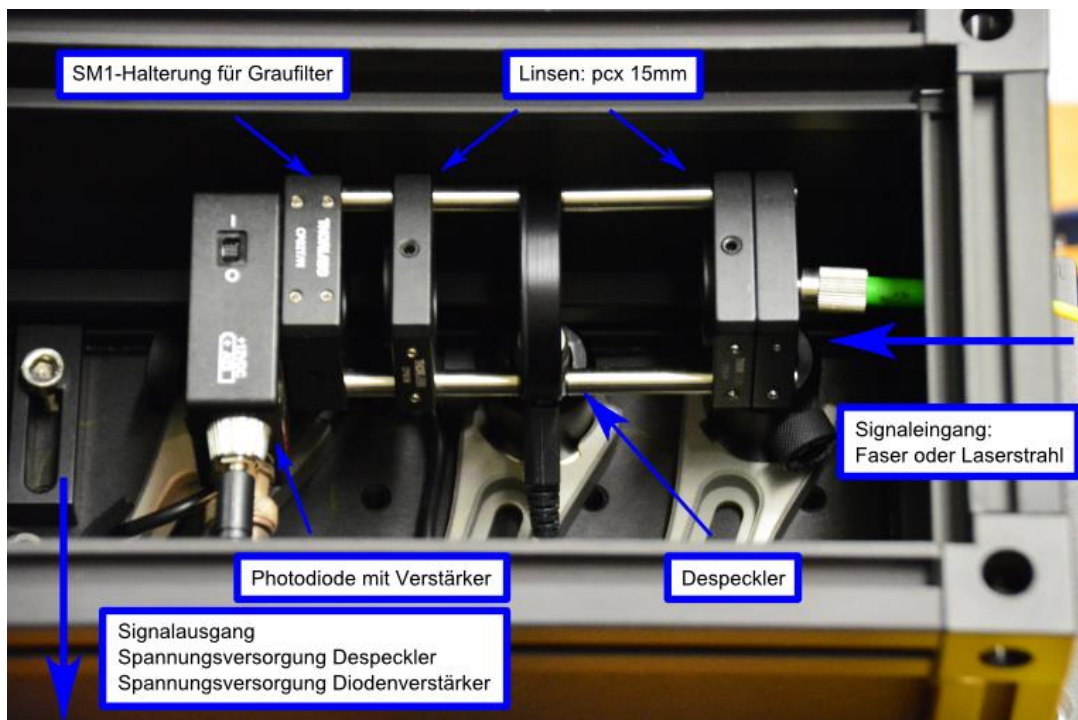


Abbildung 2.4: Die im Rahmen dieser Arbeit angefertigte Detektoreinheit zur Leistungsnormierung ist in einem lichtdichten Gehäuse untergebracht, um eine systematische Messungenauigkeit durch Umgebungslicht auszuschließen.

2.3.4 Reflektion

Die Fresnelschen Formeln beschreiben das Verhältnis der Intensitäten von reflektiertem und einfallendem Licht, wobei n und n' die Brechungsindizes vor bzw. hinter der Grenzfläche bezeichnen und P den Reflexionsgrad angibt, (1) stellt eine vereinfachte Form der Fresnelschen Formeln unter Vernachlässigung von Polarisisationseffekten dar. Im Rahmen dieser Arbeit ist Reflektion insbesondere an Glasoberflächen und Spiegeln relevant (vgl. Kapitel 3). Glasplatten zeichnen sich auch durch die Fähigkeit aus, dass sie lichtdurchlässig (transparent) sind. Der einfallende und reflektierende Lichtstrahl bildet unabhängig von der Farbe des Lichtes den gleichen Winkel ε zum Einfallslot. Als Einfallslot wird die Senkrechte auf der Spiegelfläche (I) im Einfallspunkt bezeichnet, siehe Abbildung 2.5 [5].

$$P = \left[\frac{n' - n}{n' + n} \right]^2 \quad (1)$$



Abbildung 2.5: An einer teilreflektierenden Oberfläche entspricht der Einfallswinkel ε dem Reflexionswinkel ε' [5].

2.3.5 Brechung

Eine Linse ist ein transparentes Bauelement, welches transmittiertes Licht durch eine Brechungsindexänderung an konvex bzw. konkav gewölbten Oberflächen ablenkt. Im Falle einer konvexen Wölbung wird parallel einfallendes Licht im Brennpunkt fokussiert, eine konkave Linse hingegen streut das Licht, wie in Abbildung 2.6 zu sehen ist. Die Brennweite f gibt den Abstand zwischen dem Hauptpunkt H und dem Brennpunkt F an. Durch die Mitte der Linse verläuft waagrecht die optische Achse, diese ist senkrecht zur Hauptebene eingezeichnet. Um den Strahlengang zu vereinfachen, wird angenommen, dass es sich um eine dünne Linse handelt, bei der die Brechung der Lichtstrahlen entlang der optischen Achse nur in einem Punkt, der Hauptebene, stattfindet. Bei dickeren Linsen gibt es eine gegenstandseitige und eine bildseitige Hauptebene, siehe Abbildung 2.6 [6].

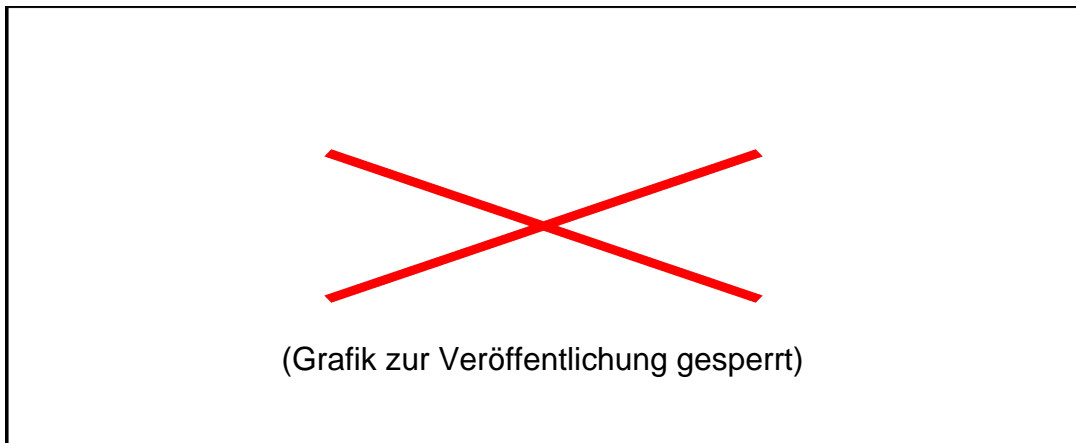


Abbildung 2.6: Während sich parallel einfallende Strahlen hinter einer konvexen Linse im Brennpunkt schneiden, laufen sie hinter einer konkaven auseinander; der Brennpunkt existiert hier nur virtuell (negative Brennweite) [7].

Betrachtet man in Abbildung 2.7 den Strahlverlauf eines Gegenstandes durch eine Linse lässt sich der Abbildungsmaßstab β durch das Verhältnis zwischen der

realen Gegenstandsgröße G und der optischen Bildgröße B definieren. Dieses Verhältnis kann per Dreisatz (2) berechnet werden. Bei einem Betrag kleiner eins ist das Bild kleiner als der Gegenstand, äquivalent dazu ist der Gegenstand bei einem Betrag größer eins kleiner als das Bild [8].

$$\beta = \frac{B}{G} = \frac{b}{g} \quad (2)$$

Die Linsengleichung (3) gibt außerdem das Verhältnis zwischen der Gegenstandsweite g , der Bildweite b und der Brennweite f an, siehe hierzu Abbildung 2.7.

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{g} = \frac{1}{f} \quad (3)$$

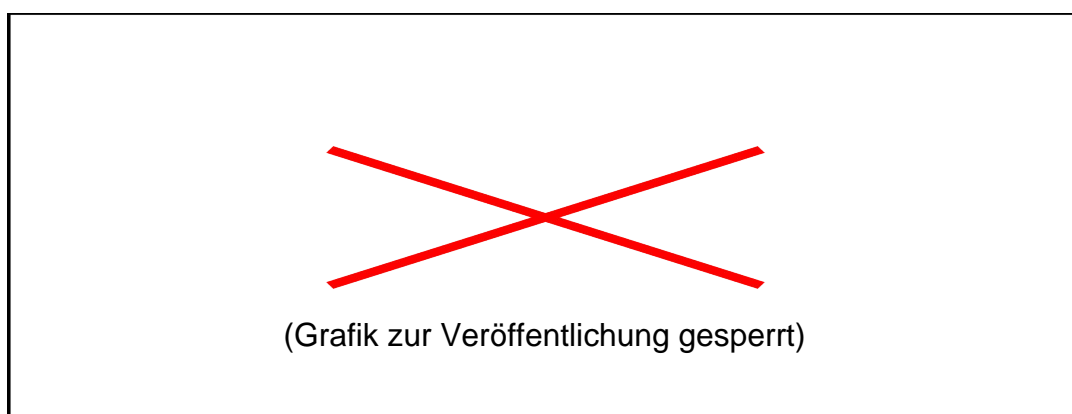


Abbildung 2.7: Die Lichtstrahlen eines Gegenstandes treffen auf eine Linse, welche durch einen konvergenten Strahlengang den Gegenstand scharf abbildet [9].

2.3.6 Mehrlinsensysteme

Ein Objektiv besteht aus mehreren unterschiedlichen Linsen und wird in erster Linie durch zwei Haupteigenschaften beschrieben: die Blendenzahl und die Brennweite. Die Lichtstärke wird durch die kleinste Blendenzahl k eines Objek-

tivs angegeben, diese setzt sich aus dem Verhältnis der Brennweite zum Durchmesser der Eintrittspupille D zusammen (4). Hochwertige lichtstarke Objektive zeichnen sich durch eine niedrige Blendenzahl aus.

$$k = \frac{f}{D} \quad (4)$$

Die Brennweite definiert nach (2) und (3) das Abbildungsverhältnis und damit auch das Bildfeld. Dabei werden unterschiedliche Objektivklassen unterschieden: Normalobjektive weisen eine Brennweite von 50 mm auf, Weitwinkelobjektiven wird eine Brennweite kleiner 50 mm zugewiesen. Objektive mit einer Brennweite über 50 mm werden Teleobjektive genannt. Durch eine Änderung der Brennweite ändert sich die Lage der Brennpunkte innerhalb des Objektivs sowie der Abbildungsmaßstab: eine größere Brennweite bildet bei gleichem Abstand einen Gegenstand größer ab. Teleobjektive werden unter anderem eingesetzt, um ferne Gegenstände groß aufzunehmen. Um eine kompakte Bauweise zu ermöglichen, wird das Licht zuerst durch eine bikonvexe Linse gebündelt und anschließend durch eine bikonkave Linse wieder gestreut. In Abbildung 2.8 ist zu sehen, dass die bildseitige Hauptebene dadurch vor der Linse liegt [7].

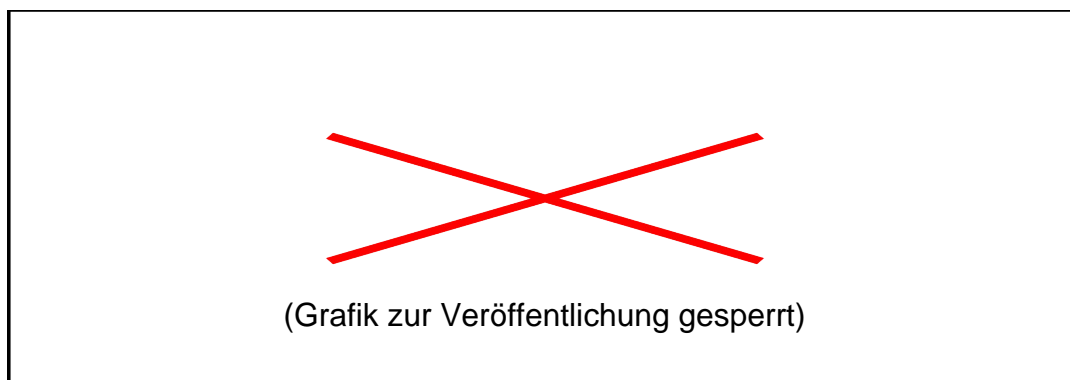


Abbildung 2.8: Ein Teleobjektiv kann vereinfacht dargestellt werden als System aus je einer konvexen und konkaven Linse sowie einer Blende [7].

Um einen Gegenstand scharf abbilden zu können, muss entweder die Brennweite oder der Abstand zwischen Linse und Bildebene optimiert werden. Dazu wird der Abstand zwischen der Hauptebene und der Bildebene durch Verschieben der Linse(n) innerhalb des Objektivs geändert. Um einen nahen Gegenstand scharf abzubilden, muss der Abstand zwischen Bildebene und Hauptebene erhöht werden, für weiter entfernte Gegenstände muss der Abstand dementsprechend verkürzt werden. Der Kamerasensor kann Unschärfen, welche kleiner als die Pixelgröße sind, nicht wahrnehmen, dadurch wird ein Bereich vor und hinter der Schärfebene noch scharf abgebildet. Es handelt sich hierbei um die Schärfentiefe [7].

Abbildung 2.9 skizziert die Abbildung eines Gegenstandes, wobei hier die Auszugsverlängerung x zwischen dem Bild und der bildseitigen Brennweite zu sehen ist. Die Auszugsverlängerung fällt nur bei Objektiven, welche nicht auf unendlich gestellt sind, ins Gewicht, da sie sonst gleich Null ist. Folglich gilt für Motive, welche endlich weit entfernt sind, dass die Bildweite größer als die Brennweite ist. Die Bildweite ist die Summe der Brennweite und der Auszugsverlängerung [9]. Durch die Winkelbeziehungen lässt sich aus der Bildgröße geteilt durch die Auszugsverlängerung der maximale Winkel α berechnen:

$$\tan \alpha = \frac{f}{G} = \frac{x}{B} \quad (5)$$

Bei Berücksichtigung größerer Blickwinkel sowie bei Strahlengängen weit ab der optischen Achse ergeben sich verschiedene Abbildungsfehler. Diese schlagen sich in diesem Fall als Bildunschärfen sowie Bildverzerrungen nieder. Je hochwertiger allerdings das optische Instrument ist, desto besser werden die Abbildungsfehler korrigiert [7].

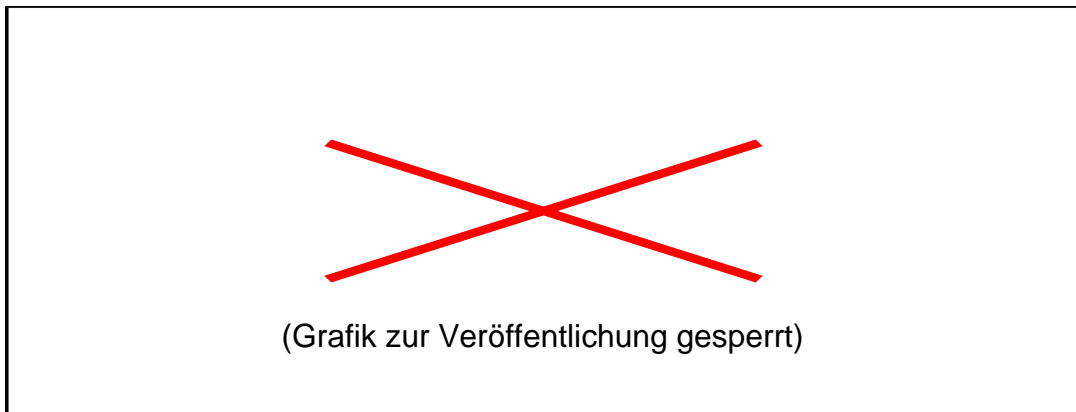


Abbildung 2.9: Der Strahlverlauf eines Gegenstandes, welcher sich in endlicher Entfernung befindet, wird durch ein fokussiertes Objektiv scharf abgebildet [9].



Abbildung 2.10: Der schematische Aufbau eines Objektivs gibt Einblick über die ungefähre Position wichtiger Referenzen [10].

Abbildung 2.10 zeigt den schematischen Aufbau eines Objektivs in Unendlichkeitstellung ($x = 0$), der Abstand der bildseitigen Hauptebene von der physikalischen Objektivhinterkante ist als H_2 gekennzeichnet. Beim Auflagemaß (Frange Back, Brennweite abzüglich H_2) handelt es sich nicht um ein optisches, sondern um ein konstruktives Maß, welches von der Bauweise des Objektivanschlusses abhängt. Die Objektivanschlüsse sind genormt und können so herstellerübergreifend verwendet werden. Allerdings unterscheiden sich diese nicht nur in ihrer Form und Größe. Im Rahmen dieser Arbeit sind vor allem der C-Mount-Gewindeanschluss mit einem Auflagemaß von 17,5 mm sowie der F-Mount-Bajonettverschluss mit einem Auflagemaß von 46,5 mm relevant [11].

2.3.7 Dielektrische Filter

Der spektrale Interferenzfilter (Bandpassfilter, bpf) bildet einen wichtigen Teil der Detektionseinheit des FRS-Messsystems, wie in Abschnitt 3.1 dargestellt.

Bei einem von 0° abweichenden Einfallswinkel, wobei 0° einem senkrechten Einfall entspricht, verschiebt sich einerseits das Transmissionsband hin zu kürzeren Wellenlängen. Andererseits wirken je nach linearer Polarisationsrichtung unterschiedliche Brechungsindizes, weswegen der Transmissionsbereich für p-polarisiertes Licht breiter ist als der für s-polarisiertes Licht (p-Polarisation: E-Feld parallel zur Einfallsebene, hellblaue Transmissionskurve in Abbildung 2.11; s-Polarisation: senkrecht, gelbe Kurve). Unpolarisiertes Licht liegt als Superposition von p- und s-polarisiertem Licht dazwischen (violette Kurve). Dieser Effekt nimmt mit dem Winkel zu: während er bei geringer Neigung noch vernachlässigbar sein kann, führt er zur vollständigen Absorption monochromatischen Lichts, sobald dieses nicht mehr im verschobenen Transmissionsband liegt.

Die Funktionsweise des Interferenzfilters lässt sich anhand eines Fabry-Pérot-Interferometers beschreiben: ein solches Etalon besteht aus zwei teilreflektierenden Spiegeln, welche einen optischen Resonator bilden. Durch konstruktive bzw. destruktive Interferenz werden Spektralbereiche, welche die Resonanzbedingung erfüllen, transmittiert, während die anderen nahezu vollständig ausgelöscht werden. So ist es möglich, aus breitbandigem Licht ein schmalbandiges Spektrum herauszufiltern [12]. Läuft ein kollimierter Lichtstrahl (das gesamte Licht unter demselben Winkel) durch den Bandpassfilter, wird der gesamte Lichtstrahl gleichmäßig transmittiert. Trifft der kollimierte Strahl unter einem von 0° abweichenden Winkel auf den Bandpassfilter, ändert sich die Transmission, da sich die Transmissionskurve des Bandpassfilters verschiebt, wie in Abbildung 2.11 zu sehen.

Wird der Bandpassfilter als Teil eines optisch abbildenden Systems verbaut, tritt Licht in einem Bereich von Winkeln auf: da nicht jedes Photon den Bandpassfilter unter demselben Winkel durchläuft, ändert sich die Weglänge und somit der Gangunterschied innerhalb des Etalons. Im Falle eines parallelen Strahlengangs (z.B. bei Abbildung aus dem Unendlichen vor Objektiv und Kamera), hat alles Licht je eines Pixels (kleinste Bildelemente eines Kamerasensors) denselben Winkel und damit die gleiche Interferenzbedingung, während sich der Winkel von Pixel zu Pixel unterscheidet. Dadurch werden die Pixel bei monochromatischem Licht unterschiedlich stark beleuchtet: es entsteht ein ringförmiges Muster, welches man als Interferenzringe (Fringes) bezeichnet. Wird der Bandpassfilter hingegen in einem divergenten oder telezentrischen Strahlengang verbaut, durchlaufen die Photonen auch innerhalb eines Pixels unterschiedliche Weglängen. Dies bedeutet, dass sich die stärker und schwächer transmittierten Anteile vermischen. Dadurch ist zu erwarten, dass sich die Fringes reduzieren.

Da das Licht für die Randpixel im Mittel unter einem größeren Winkel durch den Bandpassfilter läuft, wird das Transmissionsspektrum im Mittel stärker verschoben. Dementsprechend befinden sich mehr Lichtanteile außerhalb der Transmission, dies hat zur Folge, dass die Randbereiche des Kamerachips schwächer ausgeleuchtet werden (Vignettierung).



Abbildung 2.11: Das Transmissionsband eines Interferenzfilters verschiebt sich mit dem Einfallswinkel, je nach Polarisierung ändert sich dabei auch die spektrale Breite [13].

Der hier verwendete Filter ist, wie in Abbildung 2.12 zu sehen, aus dielektrischen Schichten aufgebaut. Welche Wellenlängen transmittiert werden hängt zum einen vom gewählten Dielektrikum des Filters und zum anderen, wie zuvor beschrieben, von dem Einfallswinkel der Strahlen ab. In diesem Fall handelt es sich dabei um einen spektral schmalbandigen Bandpassfilter der Firma Barr, welcher mit einer Halbwertsbreite (FWHM) von 1 nm um die Zentralwellenlänge von 532,242 nm zentriert ist. Die Halbwertsbreite gibt die spektrale Breite an, bei der die Transmission auf 50 % des Maximalwertes abgefallen ist. Dieser beträgt ca. 70 %, im Absorptionsbereich weist der Filter eine optische Dichte von größer sechs auf.

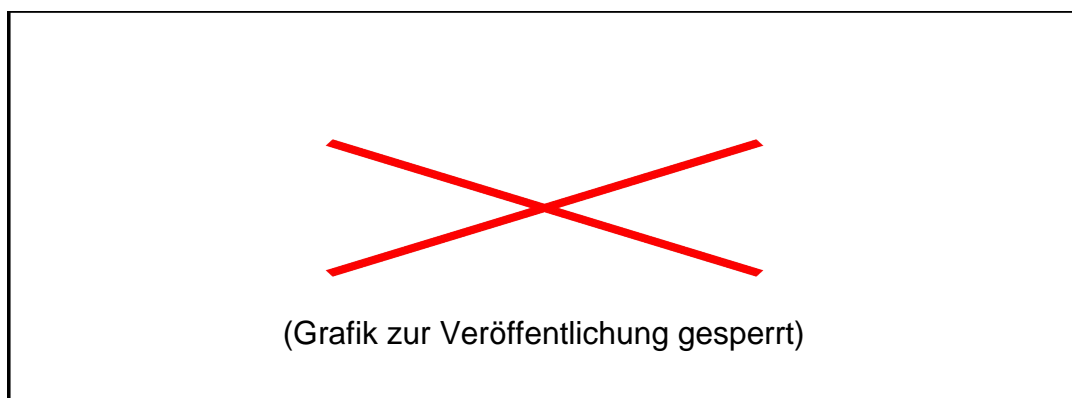


Abbildung 2.12: Die dielektrischen Schichten des schmalbandigen Interferenzfilters bestimmen unter anderem, welche Wellenlängen transmittiert werden [14].

2.3.8 Absorption im Festkörper

Ein Neutraldichtefilter (ND-Filter), auch Graufilter genannt, schwächt transmittiertes Licht unabhängig von der Wellenlänge innerhalb eines definierten Bereiches gleichmäßig ab. Der ND-Filter kann als Absorptions- sowie als Reflexionsfilter gebaut werden. Da Reflexionsfilter empfindlich gegenüber Änderungen in der Strahllage und Polarisierung sind, werden in den folgenden Versuchsaufbauten Absorptionsfilter verwendet [12]. Diese bestehen aus Grauglas, welches eine definierte optische Dichte und physikalische Dicke aufweist. Im Rahmen dieser Arbeit finden Graufilter insbesondere Anwendung, um Lichtstärken an den jeweiligen Dynamikbereich der verwendeten Sensoren anzupassen.

2.3.9 Absorption im Gas

Die Iodzelle - in Abbildung 2.13 im passend konstruierten Ofen zu sehen - stellt eine Kernkomponente des Detektorsystems dar. Wie in Abschnitt 2.1 dargelegt, wird im Rahmen dieser Arbeit ein FRS-System betrachtet, das für die Filterwirkung einen molekularen Absorptionsfilter nutzt. Im Inneren des Iodzellenofens befindet sich ein evakuierter, mit kristallinem Iod gefüllter Glaszylinder. Um eine

konstante Transmission über den gesamten Zeitraum der FRS-Messungen zu gewährleisten, wurde ein heizbarer Kupferblock mit thermischer Isolierung um den Glaszylinder konstruiert. Durch Aufheizen der Iodzelle desublimiert das kristalline Iod, bis es ab Erreichen der Sättigungstemperatur vollständig gasförmig vorliegt, wodurch die Reproduzierbarkeit gewährleistet ist. Sprünge in der Transmission aufgrund von Fluktuationen der Ioddichte treten nicht mehr auf. Die Iodzelle wird mittels eines PID-Reglers etwas über der nötigen Sättigungstemperatur gehalten, um einer statischen Messunsicherheit in der spezifizierten Iodzellen-Sättigungstemperatur sowie der minimalen lokalen Iodzellentemperatur vorzubeugen. Die Glasfenster der Iodzelle sind beidseitig antireflexbeschichtet, wodurch Reflexionen innerhalb des Systems und dadurch entstehende Geisterbilder verhindert werden [1].

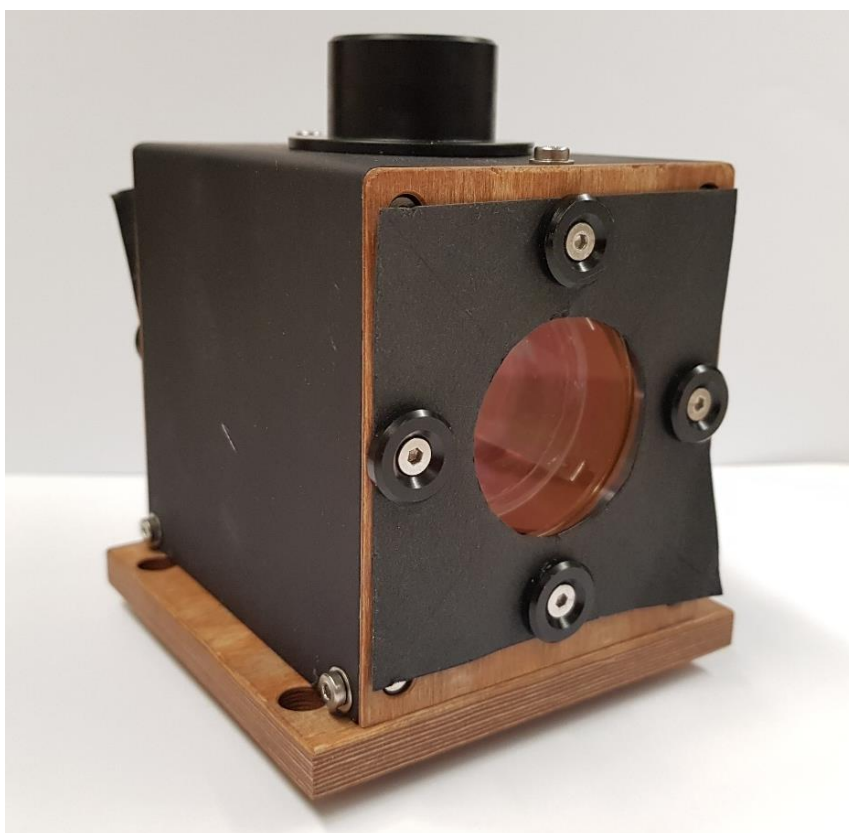


Abbildung 2.13: Die im Rahmen dieser Arbeit verwendete Iodzelle ist in einem extra dafür gefertigten Iodzellenofen verbaut.

Der molekulare Filter bewirkt, dass Photonen, die auf das verdampfte Iod auf treffen, mit bestimmten Frequenzen bzw. Energieniveaus durchgelassen werden und andere unterschiedlich stark absorbiert werden. Die absorbierten Photonen werden dann auf einem anderen Energieniveau wieder abgegeben. Durch diesen Prozess entsteht eine Lichtemission aufgrund der Anregung durch elektromagnetische Strahlung, es tritt Fluoreszenzlicht auf. Durch das Lambert-Beer'sche Gesetz (6) wird die relevante Abschwächung von Licht I/I_0 beim Durchgang durch ein absorbierendes Medium über die Weglänge d beschrieben. Die logarithmische Absorbanz E_λ kann damit über den spektralen Extinktionskoeffizient ε_λ und die Stoffmengenkonzentration c einer absorbierenden Substanz berechnet werden [15]:

$$E_\lambda = -\lg\left(\frac{I}{I_0}\right) = \varepsilon_\lambda \cdot c \cdot d \quad (6)$$

In Abbildung 2.14 ist ein kleiner Auszug der Hyperfeinstruktur des Absorptionsspektrums von molekularem Iod zu sehen. Die diskreten Transmissionslinien machen es im Rahmen dieser Arbeit möglich, durch eine Verschiebung der Frequenz, die sich damit verändernde Absorption der Iodzelle aufzunehmen (Abschnitt 2.2).

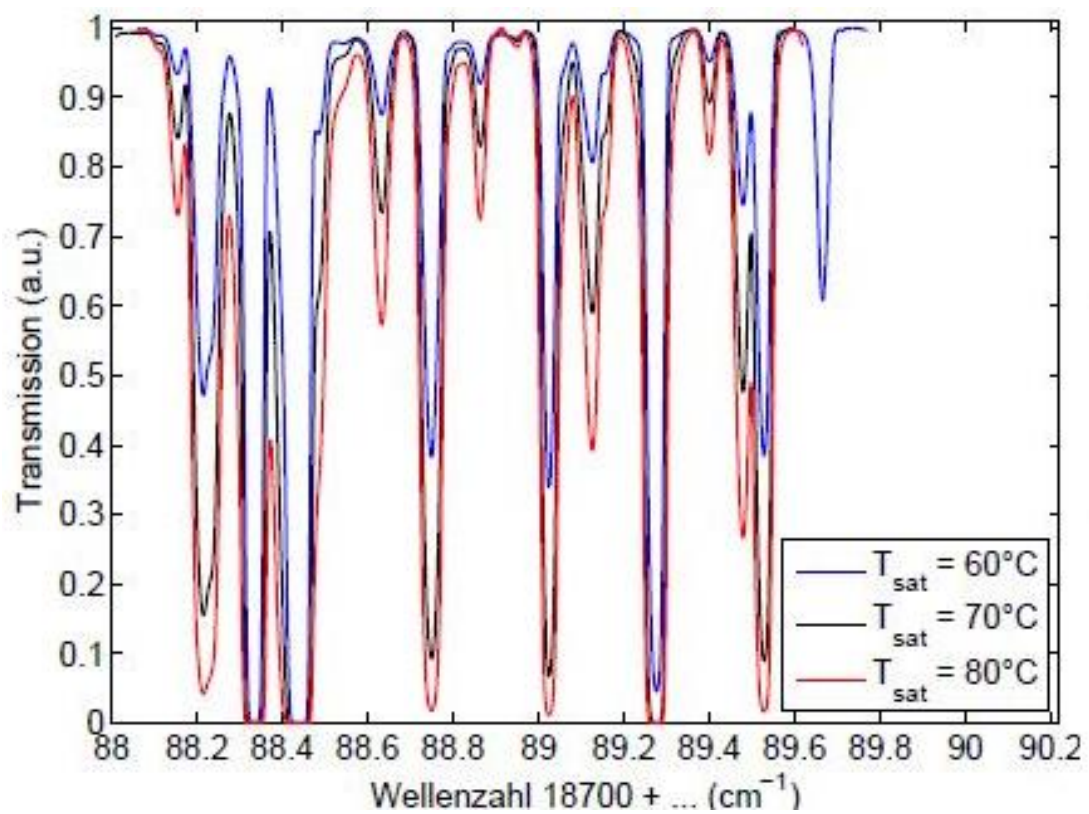


Abbildung 2.14: Das Transmissionsspektrum molekularen Iods besteht aus einer Vielzahl unterschiedlich starker und breiter Linien (Hyperfeinstruktur) [1].

3 Definition des Versuchsaufbaus

Um die Einflüsse bei einer Änderung des Strahlengangs in Bezug auf die verschiedenen Komponenten zu testen, werden verschiedene Versuchsaufbauten nacheinander aufgebaut und gemessen. Die in Abschnitt 2.3.7 vorgestellten Interferenzmuster stehen für diese Arbeit besonders im Fokus, da sie die Messgenauigkeit der FRS-Messtechnik limitieren. Auch der Strahlengang durch die Iodzelle sowie diese selbst werden im Rahmen dieser Arbeit anhand verschiedener Messaufbauten untersucht.

3.1 Untersuchte Variationen des FRS-Aufbaus

Abbildung 3.1 zeigt den prinzipiellen Aufbau der durchgeführten Messungen. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Verdi V5 ist direkt mit einem Wellenlängenmessgerät sowie mit dem Computer verbunden, siehe dazu Abschnitt 2.3.1. Der Laserstrahl wird durch einen hochreflektierenden Spiegel (HR-Spiegel) um 90° zur Strahleinkopplung in eine Glasfaserleitung (photonic crystal fiber, PCF-Faser) gelenkt und dadurch zum Labortisch, auf dem sich das Experiment befindet, geführt. Der HR-Spiegel transmittiert einen geringen Teil des Strahls, welcher durch eine single mode fiber zum Wellenlängenmessgerät geführt wird, wo die Frequenz des Lasers ermittelt wird, siehe Kapitel 2.3.2. Auf dem Labortisch wird der Laserstrahl durch teilreflektierende Spiegel zu Diagnosezwecken in mehrere Teilstrahlen aufgeteilt (vgl. Abschnitt 2.3.4). Ein schwächerer Teilstrahl wird zur Leistungsnormierung abgegriffen (vgl. Abschnitt 2.3.3) und mittels einer Fotodiode in ein elektrisches Signal digitalisiert, um es auf Softwareebene weiter zu nutzen. Ein zweiter schwächerer Teilstrahl wird nochmals durch einen Graufilter abgeschwächt und endet anschließend in einer Ulbrichtkugel. Diese dient dem Zweck, die Kohärenz eines Laserstrahls zu zerstören und an der Austrittsöffnung

eine über den Querschnitt homogene Intensitätsverteilung zu erzeugen. Der Hauptteil der Leistung wird schließlich in eine Strahlfalle abgeführt.

Die hier verwendeten polarisationserhaltenden PCF-Fasern geben allerdings einen unpolarisierten Anteil aus, wodurch es nötig ist, diesen durch einen Polarisator wie zum Beispiel ein Glan-Taylor-Prisma vom polarisierten Strahl zu trennen.

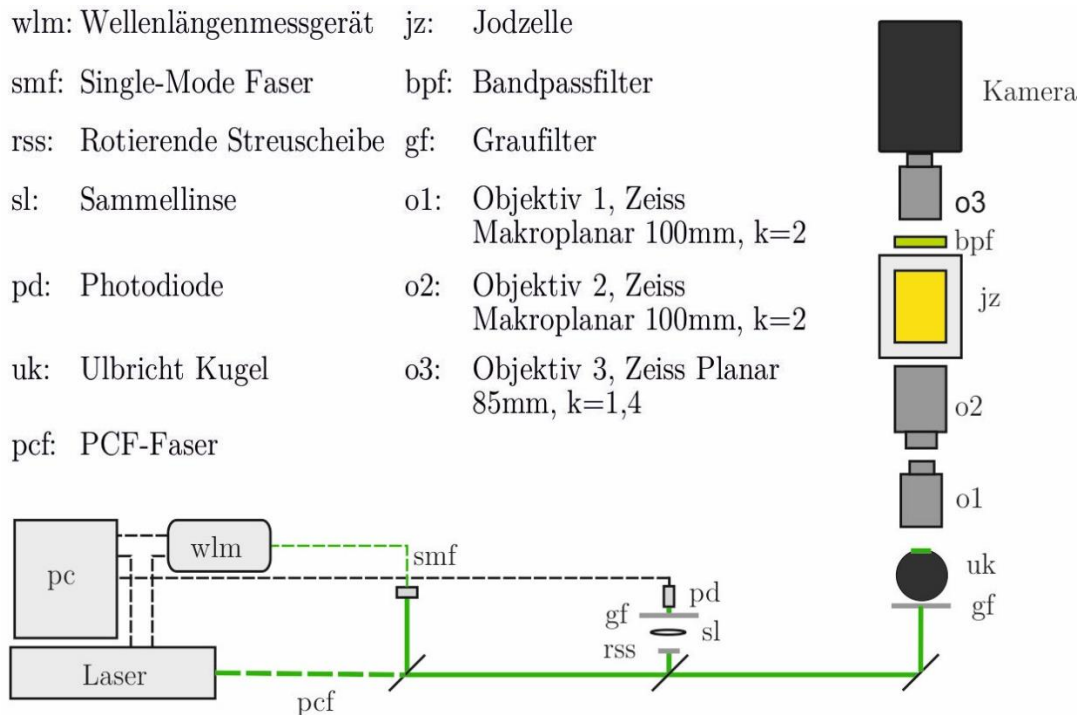


Abbildung 3.1: Der Versuchsaufbau basiert auf der FRS-Standardkonfiguration [1]. Um das Kamerasystem (rechts) untersuchen zu können, wird anstatt der Rayleighstreuung das in der Ulbrichtkugel (uk) homogenisierte Licht erfasst.

Abbildung 3.2 zeigt den Strahlenverlauf ab dem Faserausgang der PCF-Faser durch das oben erwähnte Glan-Taylor-Prisma wo er durch die Glasplatten zur Leistungsmessung abgegriffen wird. Durch die Glasplatten wird ein Teil des Lichts reflektiert und so der Leistungsnormierung zur Verfügung gestellt, siehe dazu Kapitel 2.3.4.

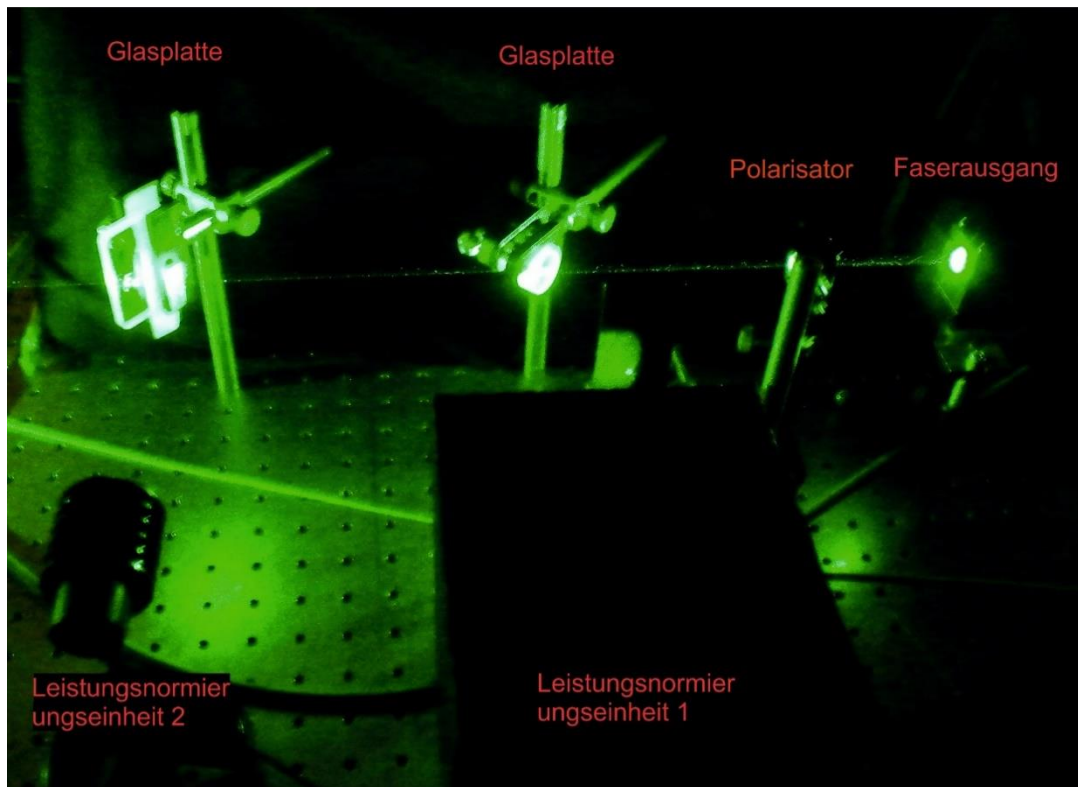


Abbildung 3.2: Der Laserstrahl wird, nachdem er das Glan-Taylor-Prisma durchlaufen hat, durch die Glasplatten zur Leistungsnormierung geteilt.

Das eigentlich zu untersuchende Kamerasystem eines typischen FRS-Systems bildet eine Messebene, in diesem Fall die Austrittsebene der Ulbrichtkugel ab. Um dies zu erreichen, verläuft das Licht durch insgesamt drei Objektive, eine Iodzelle sowie einen Bandpassfilter, bis die Messebene schließlich auf den Kamerachip abgebildet wird. Das homogene Licht der Ulbrichtkugel durchläuft zwei Objektive, welche in Retrostellung zueinander angebracht sind, um einen Transfer durch die Iodzelle zu ermöglichen. Diese wird nun je nach Aufbau parallel (um eine möglichst gleiche Weglänge allen Lichts durch die Iodzelle und damit eine gleiche Absorptionscharakteristik zu erreichen) oder divergent (um eine Reduzierung der Fringes zu erreichen) durchlaufen, siehe dazu Abbildung 3.3. Schließlich findet das Licht seinen Weg durch das dritte Objektiv, bevor die Messebene auf

den Kamerachip abgebildet wird. Der Bandpassfilter (vgl. Abschnitt 2.3.7) befindet sich je nach Aufbau vor bzw. hinter dem dritten Objektiv. Er unterdrückt Fluoreszenzleuchten, was durch den molekularen Filter entsteht, siehe dazu Kapitel 2.3.9. Außerdem wird Rotationsramanstreuung sowie breitbandiges Hintergrundlicht wie Tageslicht und Wärmestrahlung bei hohen Temperaturen unterdrückt.

Eine Übersicht der betrachteten Konfigurationen des FRS-Messaufbaus ist der Abbildung 3.3 zu entnehmen. Der Standardaufbau zur FRS Messung setzt sich für das Kamerasystem wie in Abbildung 3.3 (Aufbau d) zusammen. Dieser Aufbau wurde bisher gewählt, um die Fringes (vgl. Abschnitt 2.3.7), welche durch den Interferenzfilter entstehen, zu minimieren. Da die Filterwirkung stark winkelabhängig ist, stellt sich die Frage, welche Auswirkungen es hat, den Bandpassfilter direkt vor der Kamera zu positionieren und ihn somit einem größeren Einfallswinkel auszusetzen. Ziel ist es, die frequenzabhängigen Fringes möglichst ohne andere Einbußen wie Lichtstärke, Vignettierung und Fluoreszenzlicht zu eliminieren.

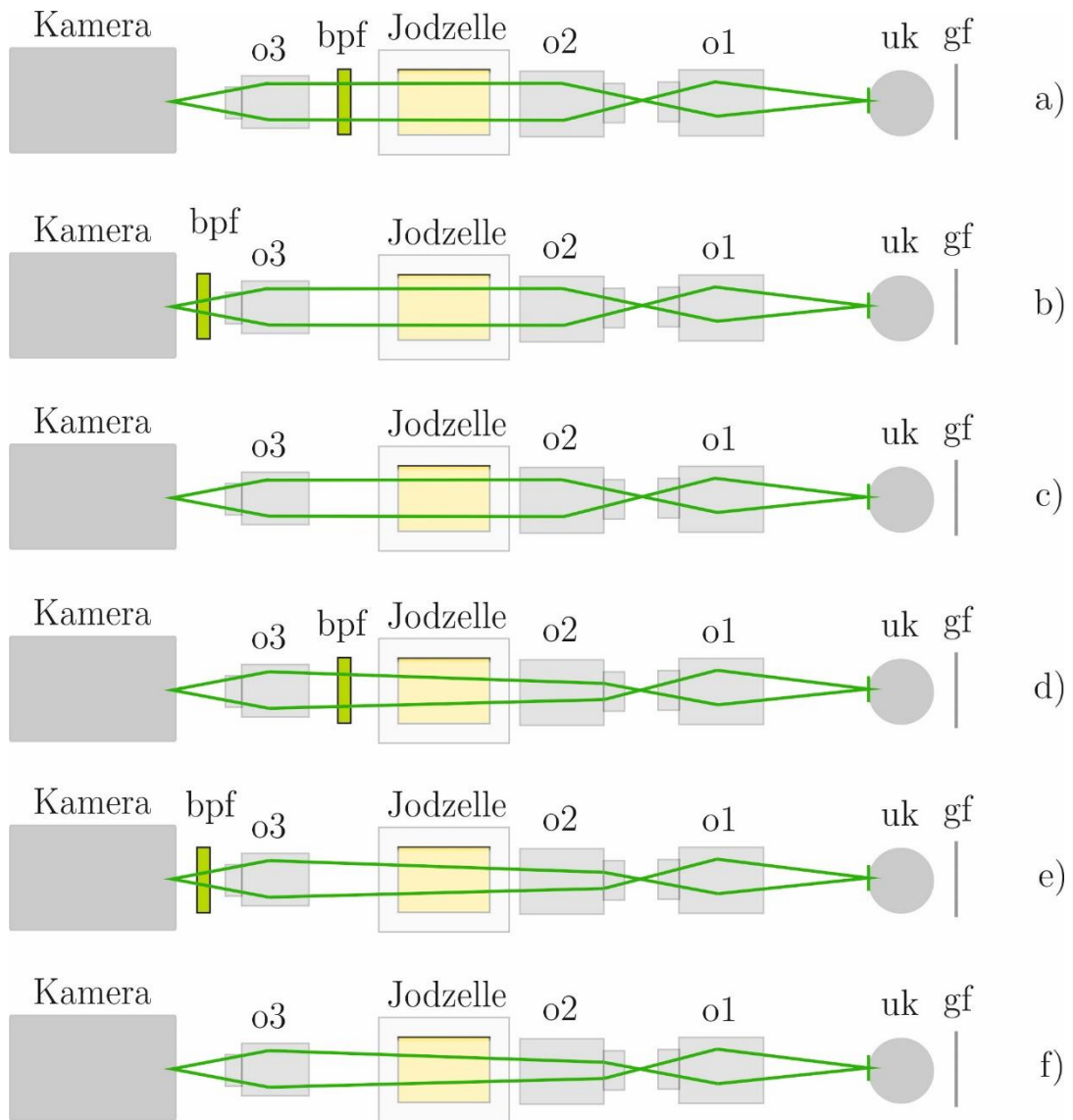


Abbildung 3.3: Die Aufbauten der durchgeführten Messreihe unterscheiden sich grundlegend in der Position des Bandpassfilters sowie den Einstellungen der Objektive. (nicht maßstäblich)

Um die Eigenschaften der einzelnen Komponenten systematisch zu untersuchen, werden die in Abbildung 3.3 gezeigten Aufbauten nacheinander vermessen. Insbesondere gilt es, den Bandpassfilter sowie die Iodzelle genauer zu betrachten. Dazu werden verschiedene Komponenten dementsprechend umpositioniert, ausgebaut oder verstellt.

Die Versuchsaufbauten a bis c weisen einen parallelen Strahlengang durch die Iodzelle auf, die Aufbauten d bis f hingegen einen divergenten Strahlengang. Zu diesem Zweck wird am dritten Objektiv die Auszugsverlängerung (vgl. Abschnitt 2.3.6) auf maximal gestellt. Um trotz dieser Änderung den Ausgang der Ulbrichtkugel weiterhin scharf abzubilden, wird der Abstand zwischen dem ersten und zweiten Objektiv vergrößert. Der frontseitige Aufbau von der Ulbrichtkugel bis zum Zwischenbild, welches zwischen Objektiv eins und Objektiv zwei entsteht, wird in keiner Messung verändert. Dadurch ist eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse gewährleistet. Die Aufbauten a und b, bzw. d und e heben sich durch eine geänderte Position des Bandpassfilters voneinander ab. Da dieser bei den Aufbauten b und e direkt vor der Kamera sitzt, ist der Winkel des einfallenden Lichts hier wesentlich höher. Dadurch ändert sich die Transmissionscharakteristik des Bandpassfilters, siehe Kapitel 2.3.7. Da sich die optische Weglänge durch den höheren Brechungsindex des Interferenzfilters verlängert hat, wird um dem entgegenzuwirken der Abstand zwischen drittem Objektiv und Kamera um 3 mm vergrößert.

Mittels eines kohärenten Laserstrahls wurden Messungen zur Untersuchung des maximalen Eintrittswinkels in den Bandpassfilter durchgeführt. Diese ergaben einen maximalen Winkel von $22,2^\circ$ für eine Position des Interferenzfilters zwischen Kamera und drittem Objektiv. Sitzt dieser hinter der Iodzelle, ergibt sich beim divergenten Strahlengang ein maximaler Winkel von $6,2^\circ$. Die Aufbauten c und f werden ohne Bandpassfilter aufgebaut, um die Eigenschaften des molekularen Filters bei geändertem Strahlengang zu untersuchen. Außerdem ist es möglich, diese Aufbauten als Referenzdaten anzunehmen, um so zu bestimmen, wie viel Licht der Bandpassfilter im jeweiligen Aufbau transmittiert.

3.2 Versuchsdurchführung und Auswertemethode

Die Kamera sowie der Laser werden softwareseitig synchronisiert. Nach der Stabilisierung auf einer neuen Frequenz synchronisiert die Software die Belichtungszeit mit den Metadaten und nimmt ein Bild auf. Dieser Vorgang wird pro Aufbau für fünf Frequenzen entlang der Transmissionskurve bei 100 %, 50 %, 30 %, 20 % und 0 % Transmission der Iodzelle (vgl. Abschnitt 2.3.9) ähnlich dem Frequenzscan des FRS-Messverfahren (vgl. Abschnitt 2.1), jeweils 4-mal wiederholt (um aus den gewonnen Daten einen Mittelwert zu bilden und die Messgenauigkeit so zu erhöhen). Scharf gestellt auf die Austrittsebene der Ulbrichtkugel wird das Kamerasystem mit Hilfe von definierten Schachbrettmustern (Targets), die gleichzeitig den Abbildungsmaßstab liefern. Um vom Messsignal unabhängiges lokales Hintergrundlicht des Messaufbaus aufzunehmen, wird pro Aufbau ein Hintergrundbild aufgenommen, indem der Laserstrahl kurz vor Eintritt in die Ulbrichtkugel blockiert wird. Um im Rahmen der Auswertung die Abbildung des in der Ulbrichtkugel homogenisierten Laserlichts durch das Kamerasystem quantitativ beurteilen zu können, wird dieses Hintergrundsignal von den Messdatenbildern abgezogen. Da jedoch zusätzlich durch das Messsignal selbst delokalisiertes Hintergrundlicht im Kamerasystem entsteht, werden pro Frequenz und Durchlauf jeweils ein Datenbild mit hellen und dunklen Streifen sowie ein Datenbild ohne Streifen aufgenommen. Diese Datenbilder werden benötigt, um mittels der Streifenmethode [16] das delokalisierte Hintergrundlicht zu bestimmen. Zur exakten Erfassung der Messwerte von Frequenz und Leistung werden die Metadaten synchron zu jedem Datenbild im Textformat gespeichert.

Die gesamte Auswertung der Daten wird mit Ausnahme der Streifenmethode pixelweise durchgeführt. Um einen repräsentativen skalaren Wert über die gesamte Belichtungszeit zu erhalten, werden die Metadaten, welche zu mehreren

Zeitpunkten während der jeweiligen Belichtungszeit aufgenommen wurden, gemittelt. Die gemittelten Hintergrundbilder werden von den gemittelten Datenbildern abgezogen. Die zuvor aufgenommenen Streifenbilder werden auch gemittelt und anschließend nach der Streifenmethode [16] ausgewertet. Um mögliche Schwankungen in der Lichtstärke am Ulbrichtkugel-Eingang während der Messung zu korrigieren, werden die Messdaten auf den Wert der Leistungsmessung (vgl. Abschnitt 2.3.3) normiert. Nun werden die Belichtungszeit sowie der Abbildungsmaßstab der einzelnen Aufbauten mit den Datenbildern verrechnet, um die gemessene Intensität pro Pixel vergleichen zu können. In Tabelle 3.1 sind die grundlegenden Unterschiede zwischen den sechs Aufbauten auf einen Blick zu sehen.

Tabelle 3.1: variierte Parameter der gemessenen Aufbauten

Aufbau	a	b	c	d	e	f
Filterposition	vor Kamera	hinter Iodzelle	Ohne Filter	vor Kamera	hinter Iodzelle	ohne Filter
Strahlengang durch Iodzelle	parallel	parallel	parallel	divergent	divergent	divergent
Belichtungszeit [s]	5	5	2	5	3	2
Abbildungsmaßstab [-]	1	1	1	1,55	1,55	1,55

4 Ergebnisse

Im Folgenden wird die Lichtstärke der verschiedenen FRS-Kamerasysteme näher untersucht. Abbildung 4.1 zeigt den Intensitätsverlauf der in Abschnitt 3.1 vorgestellten Variationen des FRS-Kamerasystems. Die in Form einer arbiträren Intensität gemessene Iodtransmission nimmt wie nachfolgend zu sehen von 100 % zu 50 %, 30 %, 20 % bis auf 0 % ab. Auf der Abszisse ist die Intensität und auf der Ordinate die Wellenzahl eingetragen. Die Messaufbauten ohne Filter sowie mit Filter hinter der Iodzelle weisen bei einem divergenten Strahlengang durch die Iodzelle eine um 20 %, bzw. für den Messaufbau mit Filter vor der Kamera eine um 33 % niedrigere Lichtstärke als jene mit einem parallelen Strahlengang auf. Da dieses Verhalten auch ohne Bandpassfilter auftritt, ist dieses Phänomen vermutlich dem molekularen Filter (vgl. Abschnitt 2.3.9), welcher unter einem maximalen Winkel von $6,2^\circ$ durchlaufen wird, sowie auf Vignettierung der Objektive (vgl. Abschnitt 2.3.6) zurückzuführen.

Die Variation der Position des Bandpassfilters beeinflusst die Lichtstärke wie folgt: wird der Bandpassfilter vor der Kamera positioniert, verringert sich die Lichtstärke um 70 % für den parallelen sowie um 75 % für den divergenten Strahlengang im Vergleich zur Positionierung hinter dem molekularen Filter. Die Aufbauten ohne Interferenzfilter weisen bei 0 % Transmission etwas höhere Intensitäten auf als jene mit einem verbauten Filter. Dies ist durch Fluoreszenzlicht der Iodzelle zu begründen, siehe dazu Kapitel 2.3.7. Da das Fluoreszenzlicht bei den Aufbauten, wo sich der Interferenzfilter vor der Kamera befindet, vollständig absorbiert wird, lässt sich daraus schließen, dass der Interferenzfilter für diesen Fall seinen Zweck erfüllt und die unerwünschten Wellenlängen trotz des größeren Einfallswinkels von $22,2^\circ$ eliminiert, siehe Abschnitt 3.1.

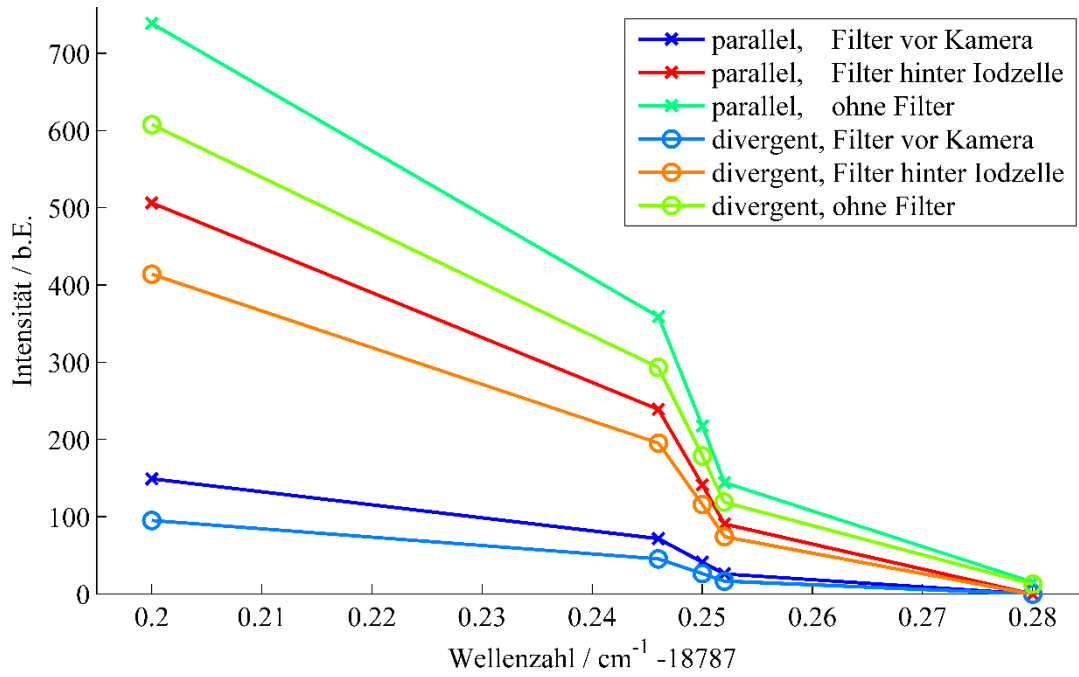


Abbildung 4.1: Der Verlauf der arbiträren Signalintensität über der Wellenzahl folgt in erster Linie der Transmissionscharakteristik der verwendeten Iodzelle. Die wichtigste Information steckt in den Abweichungen.

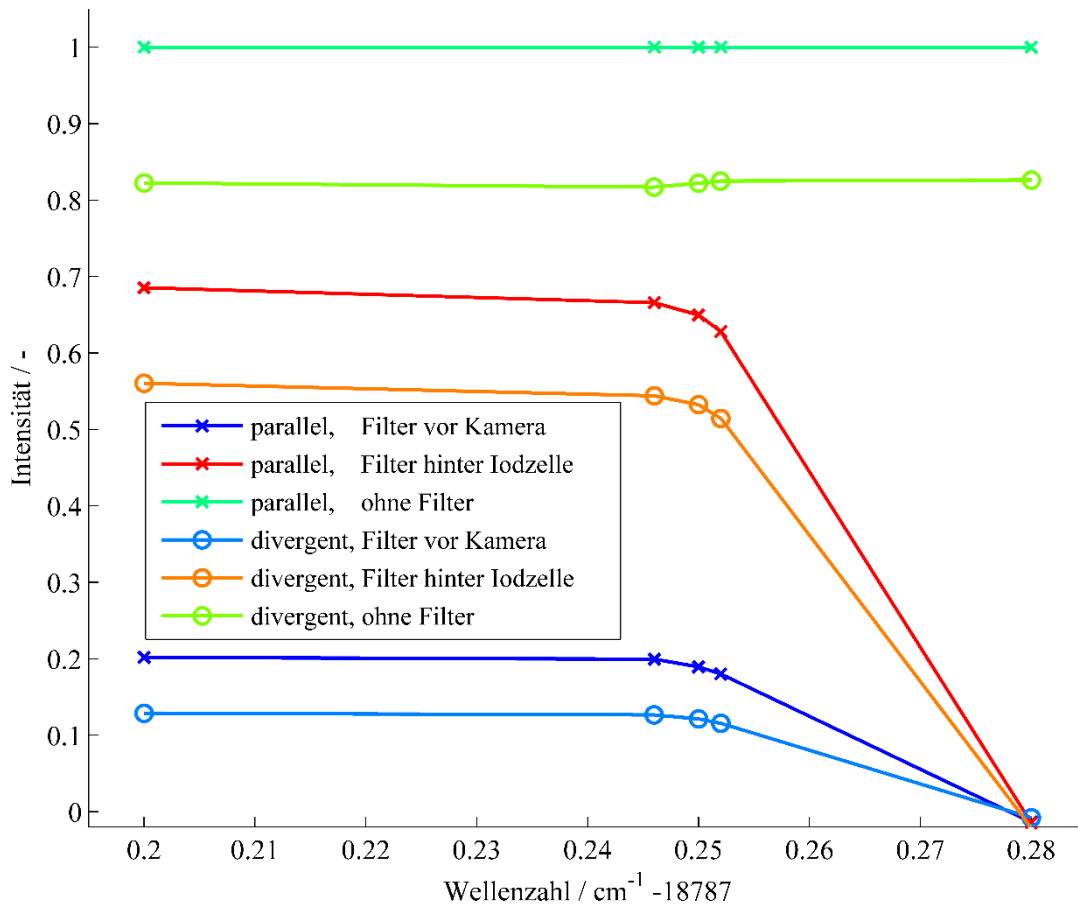


Abbildung 4.2: Eine Normierung der Intensität auf den lichtstärksten Aufbau (parallel, ohne Filter) ermöglicht den direkten Vergleich der Lichtstärken.

In Abbildung 4.2 wurden die aufgenommenen Messdaten im Gegensatz zu Abbildung 4.1 auf den lichtstärksten Messaufbau, also Aufbau 3: „ohne Filter parallel“ normiert. Dadurch lassen sich die Unterschiede zwischen den Aufbauten hervorheben.

Abbildung 4.3 zeigt die Messdaten der sechs Aufbauten normiert auf die Werte bei maximaler Iodtransmission (100 %-Punkt), die damit in der Grafik aufeinanderliegen. Theoretisch sollten die Messpunkte der verschiedenen Aufbauten bei derselben Wellenzahl aufeinanderliegen, da die Iodtransmission für jede Frequenz konstant ist. Liegen diese nicht aufeinander, impliziert dies eine systematische Messabweichung, siehe dazu Abschnitt 2.1. Abbildung 4.4 zeigt einen Ausschnitt

der Transmissionskurve aus Abbildung 4.3. Die eingezeichneten Fehlerbalken (Error bar) zeigen, dass sich die tatsächlichen Werte in einem Bereich befinden indem die statische Messunsicherheit zu vernachlässigen ist. Interessant ist eine Abweichung der Messdaten zwischen den Aufbauten zur Transmission von 50 % bis 20 %.

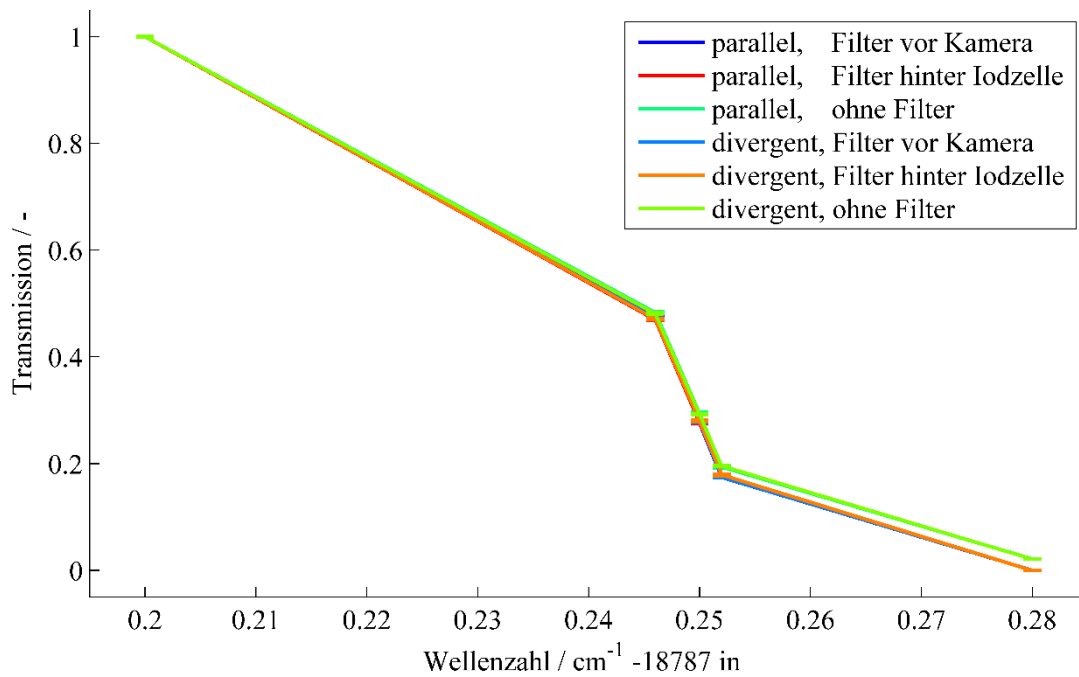


Abbildung 4.3: Bei einer Normierung auf den 100 %-Punkt ($18787,2 \text{ cm}^{-1}$) werden die frequenzabhängigen Abweichungen der Aufbauten sichtbar.

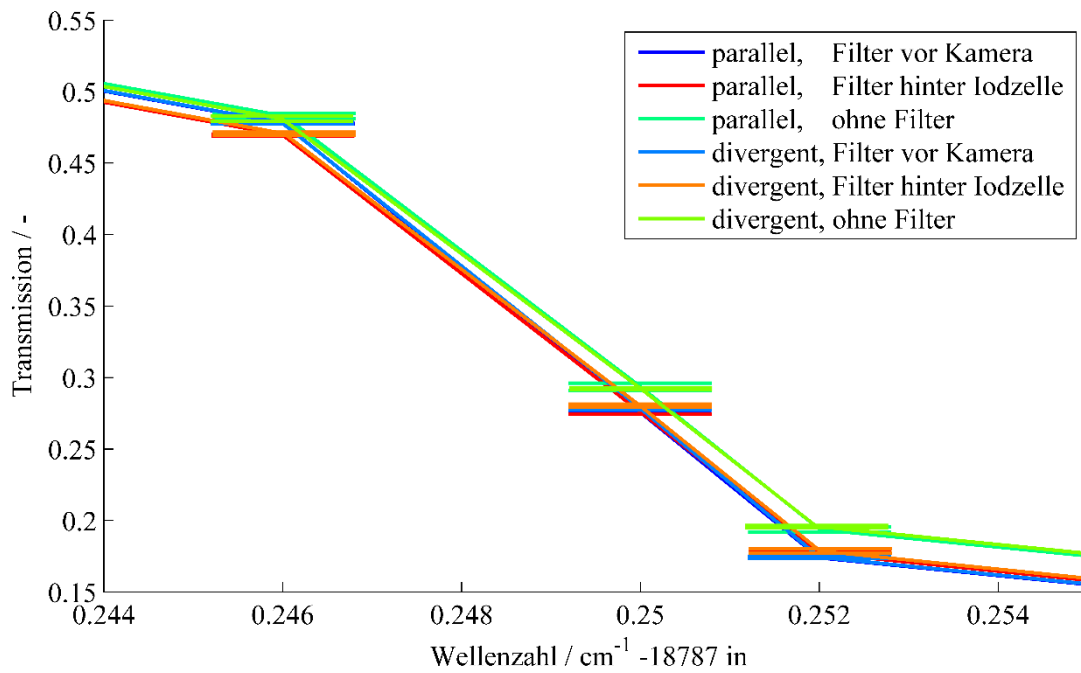


Abbildung 4.4: Ein Ausschnitt von Abbildung 4.3 für die 50 %-, 30 %- und 20 %-Punkte verdeutlicht die systematische Abweichung, klar zu erkennen ist insbesondere die Iodfluoreszenz bei Aufbauten ohne dielektrischen Filter.

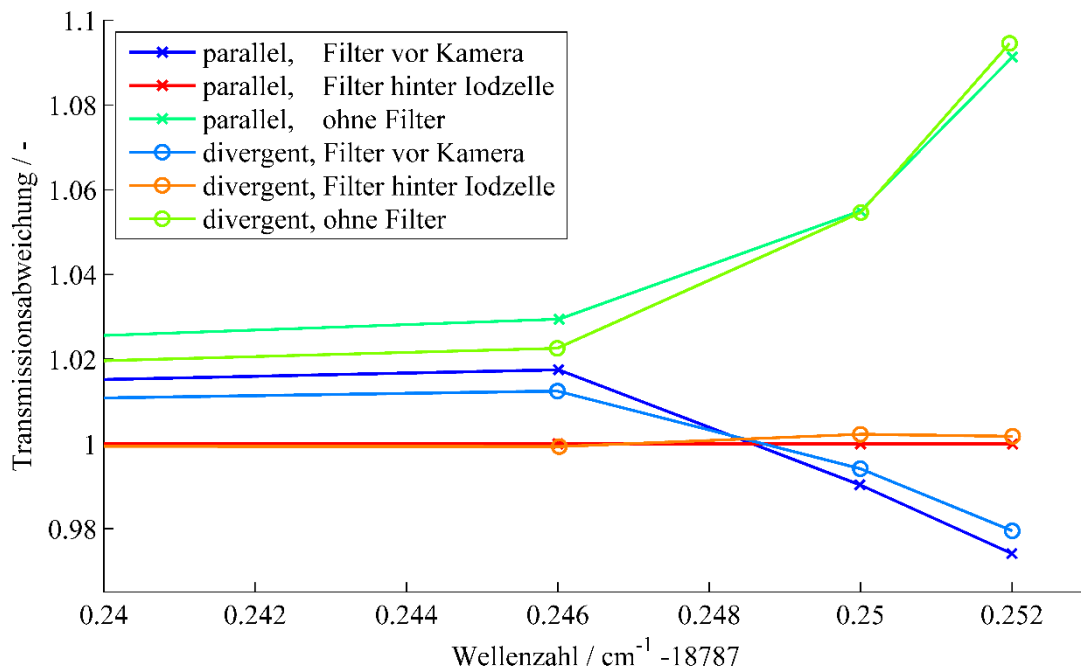


Abbildung 4.5: In der zum Standardaufbau (rot) relativen Darstellung werden weitere frequenzabhängige Artefakte sichtbar.

Um diese Abweichungen in der Frequenzabhängigkeit zu verdeutlichen, werden die Messdaten in diesem Ausschnitt zusätzlich normiert auf die mit dem FRS-Standardaufbau („Filter hinter Iodzelle, parallel“) gemessenen Werte bei der jeweiligen Wellenzahl, siehe Abbildung 4.5. Diese Grafik zeigt somit eine relative Änderung der spektralen Charakteristik des Interferenzfilters. Dieser lässt unter einem größeren Einfallswinkel für den 50 %-Punkt 1,8 % mehr Licht durch, bei den 30 %- und 20 %-Punkten jedoch bis zu 3 % weniger Licht durch, als wenn er unter senkrechtem Einfallswinkel nach seinen Spezifikationen betrieben wird, wobei die Unterschiede bei dem Messaufbau mit einem parallelen Strahlengang etwas größer sind. Die Aufbauten ohne Interferenzfilter zeigen eine starke Iodfluoreszenz. Da die Messsignale immer kleiner werden, wird das darauf normierte Fluoreszenzlicht bis hin zum Unendlichen immer größer.

Iodfluoreszenz wird in Abbildung 4.6 besonders deutlich. Das fluoreszenzbedingte Störsignal beträgt ohne Filter 1,1 % der gemessenen Intensität des 100 %-Punktes und ist somit nicht vernachlässigbar. Der bei den anderen Aufbauten eingesetzte Bandpassfilter absorbiert das Fluoreszenzlicht völlig, da sich die Punkte um 0 % bewegen. Die negativen Werte kommen durch Abzug des Hintergrundbildes von den Datenbildern zustande (vgl. Abschnitt 3.2).

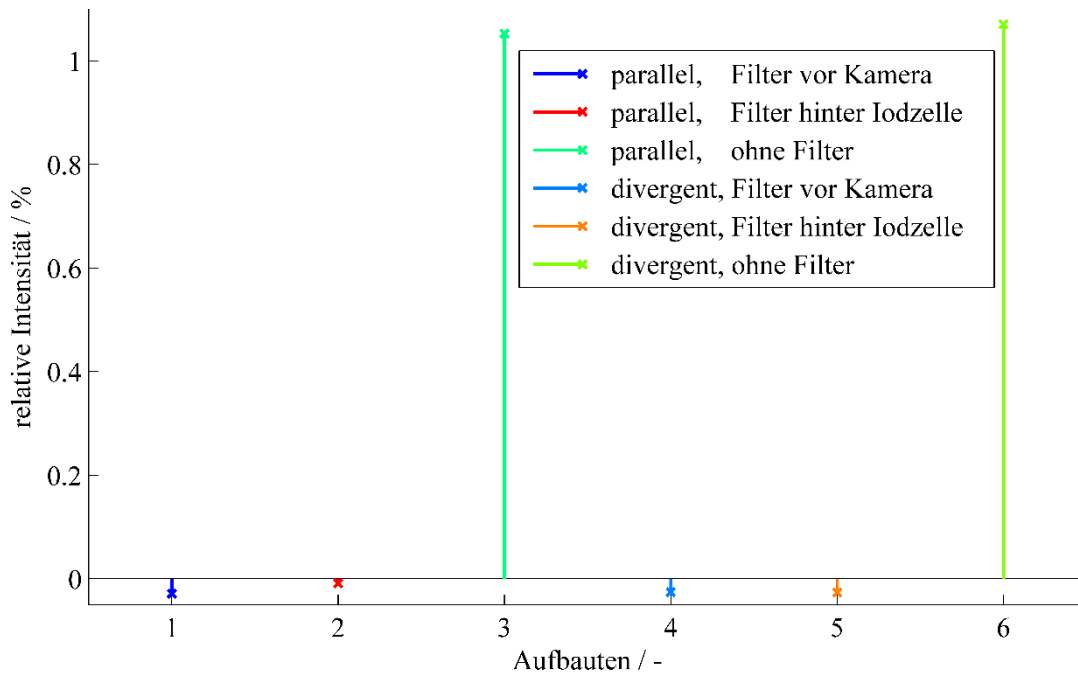
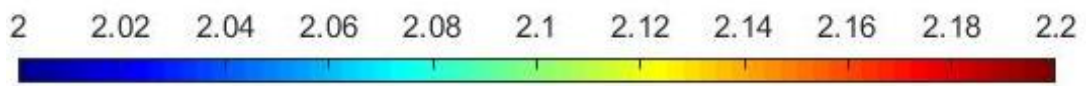
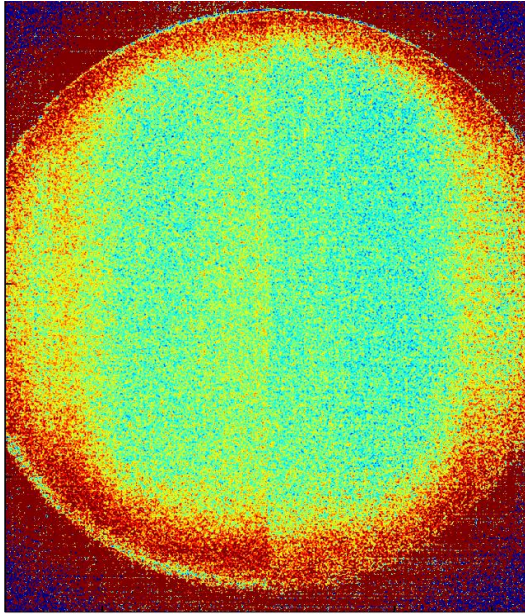


Abbildung 4.6: Sowohl vor der Kamera als auch hinter der Iodzelle unterdrückt der dielektrische Filter die Iodfluoreszenz wirkungsvoll, wie am Signal des 0 %-Punktes zu erkennen ist.

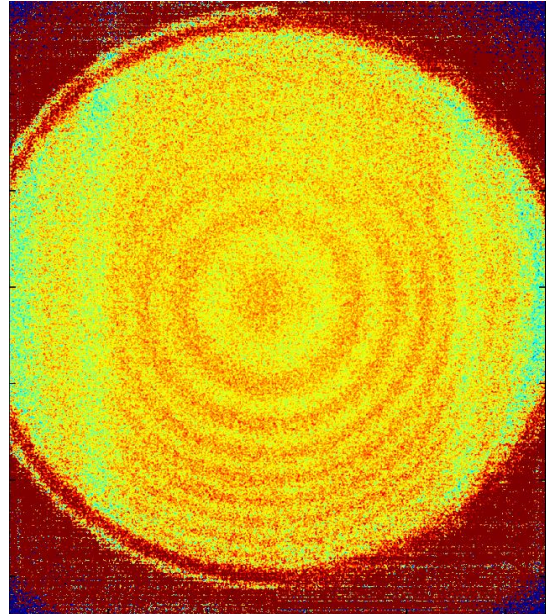
Abbildung 4.7 zeigt Datenbilder der verschiedenen Aufbauten; der Austritt der Ulbrichtkugel ist als kreisförmiger Ausschnitt wiederzuerkennen. Um die Frequenzabhängigkeit der Fringes hervorzuheben, wurden die Messdaten des 50 %-Punktes durch die des 100 %-Punktes der Iodtransmissionkurve geteilt. Auf der Falschfarbenskala ist damit das Verhältnis der beiden Datenbilder zueinander dargestellt (bzw. dessen frequenzbedingte lokale Schwankung). Die in der Mitte des Bildes zu sehende „Teilung“ ist auf die zweigeteilte Architektur des CMOS-Chips der Kamera selbst zurückzuführen.



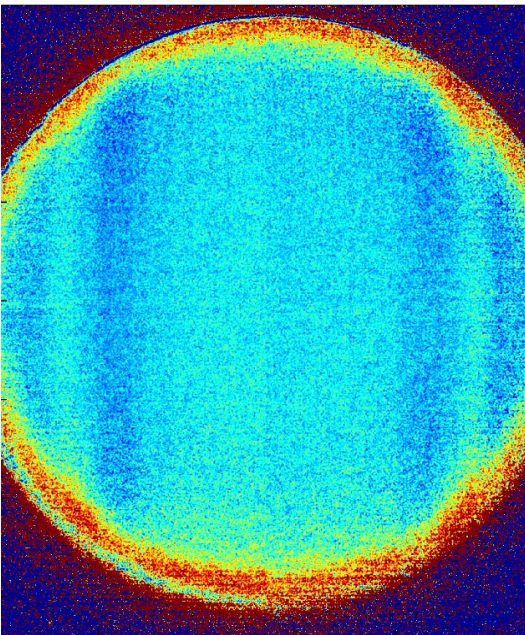
a) parallel, Filter vor Kamera



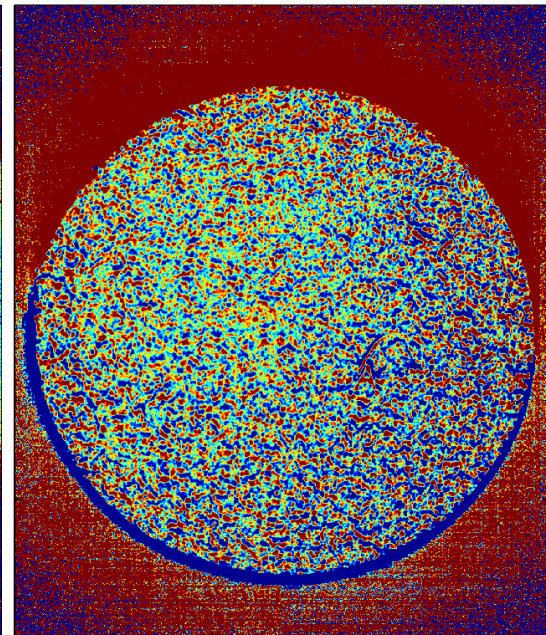
b) parallel, Filter hinter Iodzelle

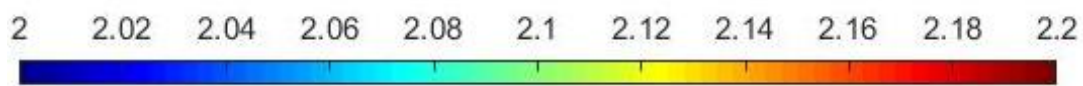


c) parallel, ohne Filter



d) divergent, Filter vor Kamera





e) divergent, Filter hinter Iodzelle

f) divergent, ohne Filter

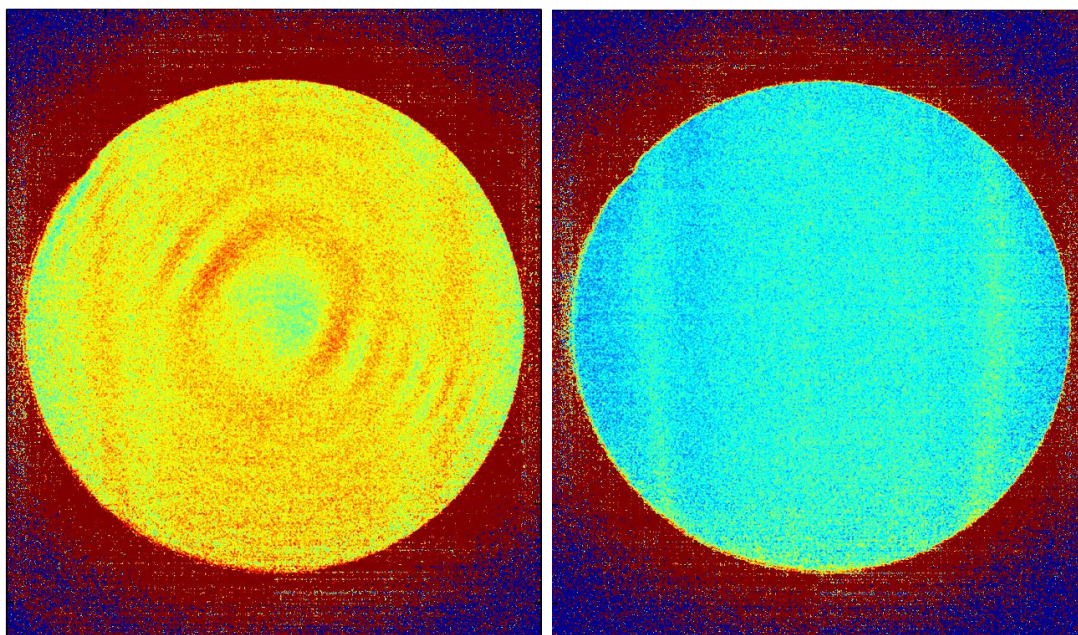


Abbildung 4.7: Die Quotientenbilder der 100 %- und 20 %-Punkte zeigen verschiedene lokale und frequenzabhängige Artefakte der unterschiedlichen Varianten des Kamerasystems und geben einen Eindruck über die Messebene.

Bei einer Positionierung vor der Kamera verursacht der Filter keine Fringes, weder bei parallelem noch bei divergentem Strahlengang durch die Iodzelle (Abbildung 4.7 a/d). Bei divergentem Strahlengang sind Speckles (kleinskalige chaotische Interferenzstrukturen) sehr gut zu erkennen. Diese sind vermutlich auf eine unvollständige Homogenisierung des Lichts in der Ulbrichtkugel zurückzuführen.

Beim Standardaufbau der FRS-Messungen (der Filter befindet sich hinter der Iodzelle (Abbildung 4.7 b/e) hingegen sind die frequenzabhängigen Fringes sehr gut zu erkennen. Beim divergenten Strahlengang ist eine Verzerrung der Fringes durch den asymmetrischen Strahlengang zu sehen.

Der Messaufbau ohne Filter (Abbildung 4.7 c/f) zeigt wie erwartet keine Fringes, allerdings ist zu sehen, dass der Quotient geringer ausfällt. Da das Iod im 100 % Transmissionspunkt das Laserlicht nicht absorbiert, tritt auch kein Fluoreszenzlicht auf. Dies lässt darauf zurückschließen, dass bei der 50 % Iodtransmissionsmessung die Pixel durch das Fluoreszenzlicht stärker belichtet werden.

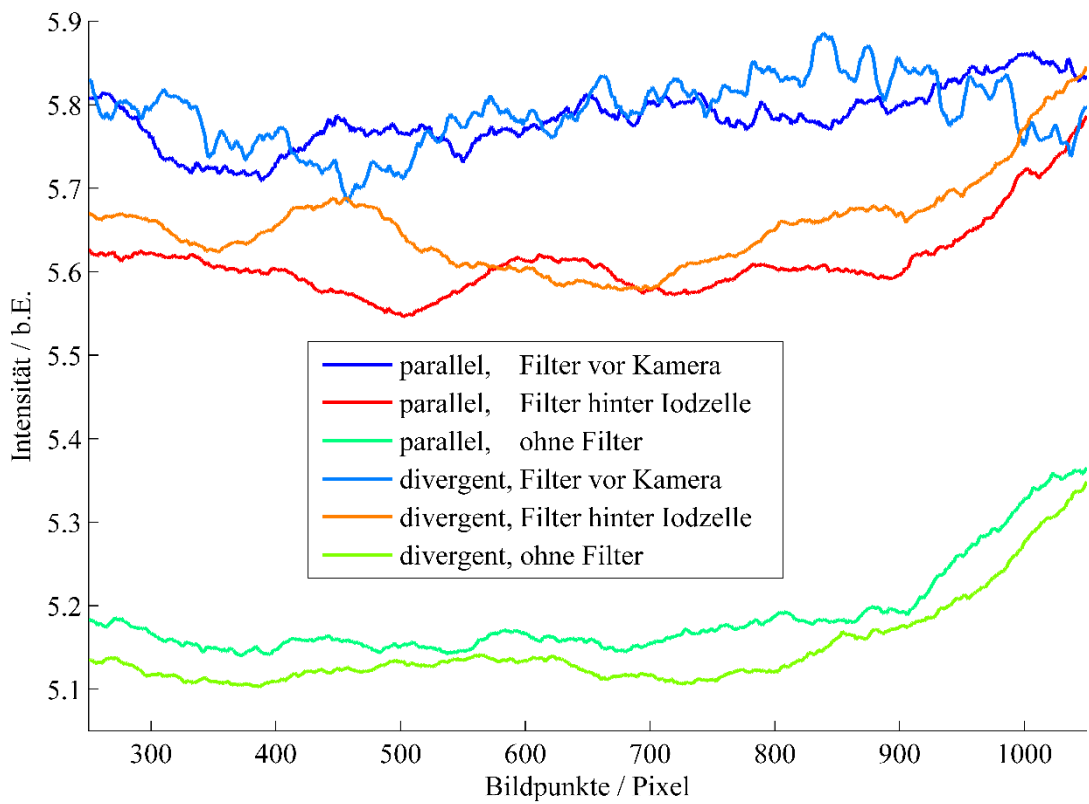


Abbildung 4.8: Zur quantitativen Betrachtung der frequenzabhängigen Artefakte in den Quotientenbildern sind vertikale Profile hilfreich.

Abbildung 4.8 zeigt die teils nicht aus den Bildern offensichtlichen frequenzabhängigen Fringes der sechs Aufbauten. Dazu werden aus den Quotientenbildern vertikal durch die Mitte des Bildes, die Intensitätsprofile dargestellt. Befindet sich der Bandpassfilter hinter der Iodzelle (rot/orange), lässt sich eine periodische Modulation erkennen. Dies sind frequenzabhängige Fringes, welche durch den

Bandpassfilter hervorgerufen werden. Für die Aufbauten, in denen der Interferenzfilter vor der Kamera sitzt (lila/blau), sind nur Rauschen und Speckles zu erkennen. Die Speckles verursachen bei divergentem Durchgang durch die Iodzelle hohe lokale Gradienten auf kleinen Ortsskalen und sind somit auch nicht durch die Streifenmethode herauszufiltern. Die Aufbauten ohne Bandpassfilter (dunkelgrün/hellgrün) zeigen wie erwartet keine Fringes. Der Grafik ist außerdem noch ein weiterer Effekt zu entnehmen: das statische Rauschen, das durch Mittelung mehrerer Messungen reduziert wird.

5 Fazit und Diskussion

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen zeigen, dass mehrere der hier untersuchten Aufbauten je nach Messumgebung Anwendung in der FRS-Messtechnik finden könnten.

Derzeit sind Fringes einer der Effekte, welche die Messgenauigkeit der FRS-Messung auf ca. $0,5^\circ$ Celsius begrenzen. Um die Genauigkeit der Messwerte zu erhöhen, gilt es durch eine Positionsänderung des Interferenzfilters die Fringes zu minimieren. Dazu wird der Filter für den parallelen sowie divergenten Strahlengang vor der Kamera angebracht. Im Gegenzug verliert man dadurch allerdings für den parallelen Strahlengang rund 70 % und für den divergenten ca. 75 % Lichtstärke. Aus 70 % weniger Lichtstärke resultiert eine um 230 % höhere Messzeit, welche an Messprüfständen wie zum Beispiel für Triebwerkskomponenten sehr begrenzt ist, da der Prüfstand nur für eine befristete Zeit zur Verfügung steht. Der Prüfstand wird dann heruntergefahren, um bei erneutem Hochfahren einen anderen Betriebspunkt zu testen.

Spielt die Messzeit hingegen eine untergeordnete Rolle, kann zum einen durch mehrere Wiederholungen der statistische Fehler minimiert werden, zum anderen durch Umpositionierung des Interferenzfilters, bei höherer Belichtungszeit eine Reduzierung des systematischen Fehlers aufgrund der Fringes erreicht werden.

Des Weiteren ist anzumerken, dass bei endoskopischen Messungen zusätzliche Effekte einfließen, welche die Messunsicherheit beeinflussen. Dies ist bei der Auswahl der zu untersuchenden Aufbauten zu berücksichtigen [1].

Vergleicht man nun den parallelen mit dem divergenten Lichtstrahl, fällt sofort auf, dass der divergente Strahlengang die Lichtstärke für die Messaufbauten ohne

Filter sowie mit Filter hinter der Iodzelle um 20 %, für den Messaufbau mit Filter vor der Kamera sogar um 33 % verringert. Diese Abweichung ist auf die Vignettierungseigenschaften des Gesamtsystems zurückzuführen, siehe dazu Abschnitt 3.1. Da durch den divergenten Strahlengang die Fringes hauptsächlich verzerrt aber nur unwesentlich reduziert werden, jedoch Lichteinbußen von 20 % zu vermerken sind, sollte der Standardaufbau (vgl. Abschnitt 3.1) zur FRS-Messung in Frage gestellt werden.

Da es sich bei FRS um eine quantitative Messtechnik handelt, entstehen bereits durch systematische Abweichungen im Subprozentbereich signifikante Fehler. Bei den Messaufbauten ohne Interferenzfilter führt somit schon 1 % Störsignal durch Iodfluoreszenzlicht zu systematischen Abweichungen. Daher ist ein Interferenzfilter unumgänglich.

Auffällig ist in Abbildung 4.5, dass sich die Graphen der Messaufbauten mit dem Filter vor der Kamera sowie dem Filter hinter der Iodzelle zwischen dem 50 %- und 30 %-Punkt schneiden. Warum dieser Effekt auftritt ist nicht klar, jedoch für die hier vorgenommene Auswertung nebensächlich, da diese Grafik lediglich die Transmissionsabweichung der einzelnen Aufbauten miteinander vergleicht und somit aussagt, dass eine Abweichung vorliegt.

Die im Datenbild des divergenten Strahlengangs mit der Filterposition vor der Kamera (Abbildung 4.7 d) zu sehenden Speckles stellen die Qualität der Ergebnisse nicht in Frage, da diese durch ihre Kleinskaligkeit von den frequenzabhängigen Fringes zu unterscheiden sind. Es ist jedoch unklar, warum die Speckles lediglich in diesem Messaufbau so stark auftreten.

6 Ausblick

Um die Weiterentwicklung des FRS-System voranzutreiben und offene Fragen aus den durchgeführten Messungen zu klären, sollten folgende weiterführende Messungen durchgeführt werden:

Zum einen sollte das Kamerasystem - wie auch bei in der Praxis durchgeführten FRS-Messungen - nicht einen Ulbrichtkugel-Ausschnitt abbilden, sondern an einem FRS-Experiment Anwendung finden, um die Annahme zu bestätigen, dass die in den Datenbildern zu sehenden Speckles (siehe Abbildung 4.7 d) durch die raue Oberfläche des Ulbrichtkugel-Austritts entstehen.

Des Weiteren sollte die Frequenzabhängigkeit des Bandpassfilters für verschiedene Winkel und Frequenzen genau gemessen und dokumentiert werden. Dadurch ist es möglich, das genaue Verhalten des Bandpassfilters zu ermitteln und entsprechend Aufschluss über das Verhalten des Bandpassfilters im Gesamtsystem zu erhalten. Anhand der daraus resultierenden Daten kann die Position sowie der einzuhaltende Winkel des Strahlengangs durch den Bandpassfilter optimiert werden.

Auch die Iodzelle sollte für sich genommen genauer betrachtet werden, dazu muss die Winkelabhängigkeit des Strahlengangs der Messaufbauten ohne Interferenzfilter geprüft werden. Anhand dieser Informationen lässt sich bestimmen, ob bzw. ab welchem Winkel die Iodzelle nicht mehr wie erwartet arbeitet und sich entsprechend die Iodtransmissionskurve verschiebt bzw. in ihrer Form verändert.

Außerdem sollte zur Überprüfung bezüglich der Intensität in den Randbereichen der Kameraaufnahmen ermittelt werden, durch welche Komponente(n) des Kamerasystems die Vignettierung entsteht. Um dies festzustellen, könnte man damit beginnen, kleinere Blenden an den Außenwänden der Iodzelle anzubringen.

Die hier aufgelisteten weiterführenden Untersuchungen ermöglichen es die einzelnen Komponenten genauer zu analysieren und das Optimum des FRS-Kamerasystems zu erzielen.

7 Zusammenfassung

Die gefilterte Rayleighstreuung (FRS) als laseroptische Strömungsmesstechnik findet zum Beispiel bei der Entwicklung von Strahltriebwerken als nicht invasives optisches Messverfahren Anwendung. FRS ermöglicht es, berührungslos Daten einer Geschwindigkeitskomponente sowie Druck und Temperatur als stationäre Mittelwerte zur Optimierung von Strömungsmaschinen zu gewinnen. Das FRS-Messverfahren basiert auf der Dopplerverschiebung von Licht an Molekülen aufgrund von thermischer Teilchenbewegung und Strömungsgeschwindigkeit. In der FRS-Anwendung werden Messungen über einen Frequenzscan entlang einer Iodtransmissionskurve bei unterschiedlichen Wellenzahlen durchgeführt.

Eine zentrale Komponente des Messsystems bildet das Kamerasystem. Dieses besteht aus mehreren Objektiven sowie einem molekularen und einem dielektrischen Filter. Die Iodzelle, die als molekularer Filter zum Einsatz kommt, soll Rayleighstreuung durchlassen, aber Miestreuung und unerwünschte Reflektionen herausfiltern. Dies lässt sich auf das Absorptionsspektrum von Iod zurückzuführen, das aus einer Vielzahl schmaler Linien besteht (Hyperfeinstruktur). Hinter der Iodzelle ist ein spektral wesentlich breiterer Bandpassfilter vorzufinden, dieser soll das durch Absorption der unerwünschten Wellenlängen in der Iodzelle entstehende Fluoreszenzlicht nicht zum Kamerachip durchlassen. Allerdings entstehen durch den Bandpassfilter frequenzabhängige Interferenzmuster (Fringes), wodurch die Messunsicherheit auf ca. $0,5^\circ$ Celsius begrenzt wird. Um diese Fringes zu minimieren und so die Messsicherheit zu verbessern sowie Aufschluss über das Verhalten einzelner Komponenten des Gesamtsystems zu erhalten, werden in der vorliegenden Arbeit die zuvor erwähnten Komponenten im Kontext zu dem Gesamtsystem durch verschiedene Variationen des Kamerasystems untersucht.

Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Aufbauten des Kamerasystems unterscheiden sich durch Anordnung und Einstellung der Komponenten. Zum einen wird der Strahlengang durch die Iodzelle variiert, zum anderen die Position des spektralen Bandpassfilters. Die Aufbauten werden so gewählt, dass sich die Fringes unter einem größeren Einfallswinkel des Lichts auf den Bandpassfilter verringern sollten. Um einen direkten Vergleich zwischen einem parallelen sowie einem divergenten Strahlengang durch die Iodzelle zu erzielen, werden diese Aufbauten zudem jeweils ohne Bandpassfilter untersucht. Außerdem werden diese Messungen als Vergleichswerte bezüglich der Lichtstärke des Kamerasystems herangezogen.

Die erhaltenen Ergebnisse zeigen, dass die frequenzabhängigen Fringes bei den Messaufbauten „Filter vor der Iodzelle“ offensichtlich den Quotientenbildern zu entnehmen sind. Dahingegen sind diese bei den Aufbauten „ohne Filter“ sowie „Filter vor der Kamera“ nicht zu vermerken. Allerdings weisen die Aufbauten, in denen sich der Bandpassfilter vor der Kamera befindet, auch eine Verringerung der Lichtstärke um 70 % bzw. 75 % je nach Strahlengang auf. Entsprechend verringert sich die systematische Messunsicherheit durch Eliminierung der Fringes, während die statische Messunsicherheit durch die geringe Lichtstärke steigt. Um dies auszugleichen, muss die Messzeit eine wertvolle und begrenzte Ressource, verlängert werden. Die Fringes des jetzigen Standardaufbaus werden durch den divergenten Strahlengang lediglich verzerrt, außerdem verliert das Datenbild gegenüber dem parallelen Strahlengang rund 20 % Lichtstärke. Folglich sollte dieser Messaufbau überdacht werden. Durch die aus den durchgeführten Messungen erhaltenen Ergebnisse lässt sich die FRS-Konfiguration speziell auf die jeweilige Messaufgabe hin optimieren.

8 Literaturverzeichnis

- [1] Ulrich Doll, *Gefilterte Rayleigh-Streuung zur simultanen Bestimmung von Druck-, Temperatur- und Geschwindigkeitsfeldern in Gasströmung: Dissertation*. Technische Universität Dresden, 2016.
- [2] Manuel Bridger, *Further developments in Filtered Rayleigh scattering for the determination of the turbine inlet temperature distribution in gas power stations: Masterarbeit*. Universität Regensburg, 2016.
- [3] Ullrich Doll, Michael Fischer, Guido Stockhausen, Christian E. Willert, *Frequency scanning filtered Rayleigh scattering in combustion experiments: 16th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon*, 2012.
- [4] Coherent Inc., *Data Sheet Verdi-V5, 2012*. [Online] Available: www.532nm.com/VerdiLaser_532nm_LaserInnovations.htm.
- [5] Günter Roth, *Allgemeine Optik: Ein Schulbuch und Leitfaden*, 3rd ed. Heidelberg: Optische Fachveröff. Verl. der Dt. Optikerzeitung, 1995.
- [6] Heribert Stroppe, Heinz Langer, Peter Streitenberger, *Physik für Studenten der Natur- und Ingenieurwissenschaften: Ein Lehrbuch zum Gebrauch neben Vorlesungen; mit 24 Tabellen, 234 durchgerechneten Beispielen und 138 Aufgaben mit Lösungen*, 12th ed. München: Fachbuchverl. Leipzig im Carl-Hanser-Verl., 2003.
- [7] Ronny Puchner, *Die Kamera: Objektive, 2012*. [Online] Available: www.puchner.org/Fotografie/technik/die_kamera/objektiv.htm.
- [8] Gottfried Schröder, *Technische Optik: Grundlagen und Anwendungen*. Würzburg: Vogel, 1990.
- [9] Elmar Baumann, *Abbildungsmaßstab berechnen (Herleitung), 2015*. [Online] Available: www.elmar-baumann.de/fotografie/herleitungen/herleitungen-abbildungsmaassstab.html.
- [10] FUJIFILM Europe GmbH, *Fujinon HF-Series Lens Brochure, 2017*. [Online] Available: <http://ccddirect.com/fujinon-hf50sa-1-50mm-f1.8-high-resolution-lens-c-mount.html>.
- [11] Lars Vermum, *Optische Grundlagen, 2009-2017*. [Online] Available: www.vision-doctor.com/optische-grundlagen/auflagemass.html.
- [12] Edmund Optics GmbH, *Optische Filter, 2017*. [Online] Available: www.edmundoptics.de/resources/application-notes/optics/optical-filters/.
- [13] Laser Components GmbH, *Bandpassfilter: Allgemeine Spezifikationen, 2006*. [Online] Available: https://www.lasercomponents.com/de/?embedded=1&file=fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lcf/bandpassfilter-allgemein-d.pdf&no_cache=1.

- [14] Thorlabs GmbH, *Bandpass & Laser Line Filters, 1999-2017*. [Online] Available: www.thorlabs.de/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=1001.
- [15] Dieter Karstropp, *Lambert Beer'sches Gesetz: e-fellow.net schüler-wissen*, 2014.
- [16] Tobias Strehlau, *Entwicklung eines kombinatorischen Messverfahrens auf Basis spektraler Filterung von Laserstreulicht zur simultanen Bestimmung von Geschwindigkeiten und Temperaturen: Diplomarbeit*. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.